

**ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ**

**УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ**

**«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ»**

**(СПбГУ)**

Кафедра ядерно-физических методов исследования

Направление «Физика»



**Вклад низкоэнергетичных уровней ядер в  
синтез нуклидов в звёздах**

Выпускная квалификационная работа студентки  
магистратуры

\_\_\_\_\_ **Мартыновой Натальи  
Сергеевны**

Научный руководитель:

\_\_\_\_\_ д. ф.-м. н., проф. **Новиков Ю.Н.**

Рецензент:

\_\_\_\_\_ к. ф.-м. н., **Попов А.В.**

Санкт-Петербург

2018

# Содержание

<b>Введение.....</b>	<b>3</b>
<b>1. Основная часть.....</b>	<b>7</b>
1.1. Роль низкоэнергетичных ядерных состояний для астрофизических процессов.....	7
1.2. Значение низкоэнергетичных ядерных уровней в космохронологии.....	10
<b>2. Приборы и установки, использованные в работе.....</b>	<b>17</b>
2.1. Ионные ловушки Пеннинга.....	17
2.2. Установка Shiptrap.....	20
<b>3. Экспериментальная часть.....</b>	<b>22</b>
3.1. Описание эксперимента по измерению разности масс нуклидов на установке SHIPTRAP.....	22
3.2. Обработка результатов, полученных в экспериментах по определению Q-значения.....	22
3.3. Методы обработки данных, полученных в ходе экспериментов по определению Q – значения.....	22
3.3.1. Метод соотношений.....	23
3.3.2. Полиномиальный метод.....	24
3.4. Обработка результатов для пар нуклидов $^{113}\text{Cd}$ - $^{113}\text{In}$ , $^{87}\text{Rb}$ - $^{87}\text{Sr}$ .....	27
3.5. Обсуждение полученных Q-значений для пар нуклидов $^{113}\text{Cd}$ - $^{113}\text{In}$ , $^{87}\text{Rb}$ - $^{87}\text{Sr}$ .....	29
<b>Заключение.....</b>	<b>32</b>
<b>Положения, выносимые на защиту.....</b>	<b>33</b>
<b>Литература.....</b>	<b>34</b>

## Введение

Одной из основополагающих задач астрофизики является анализ элементного состава небесных тел и астрономических объектов, таких как планеты, звезды, астероиды, кометы и туманности. Информация об элементном составе космических объектов является материалом для построения новых теорий и моделей функционирования астрофизических процессов, а при сравнение данных, полученных экспериментальным или наблюдательным путем с данными, полученными из теоретических расчетов, можно делать выводы о состоятельности теорий и расширять современные представления о вселенной.

Известно, что у  $^{56}\text{Fe}$  самая большая энергия связи на нуклон и потому, элементы, которые могут образовываться в ходе соединения водорода или гелия с более тяжелыми ядрами это - элементы до железа. Все остальные элементы образуются в ходе различных астрофизических процессов.

На данный момент известно несколько типов таких процессов, происходящих в звёздах, в ходе которых образуются ядра, тяжелее железа: s (slow) - процесс, r (rapid) - процесс, p (proton) -, rp (rapid proton) - процессы [1].

S - процесс – это медленный последовательный с бета-распадом захват нейтронов [2]; r – процесс быстрого захвата нейтронов (его скорость должна превышать скорость  $\beta$  – распада) [3]; p и rp – процесс захвата протонов и процесс быстрого захвата протонов, соответственно [4].

P- и rp- процессы вносят не существенный вклад в элементное образование, поэтому работа сосредоточена на обсуждении s и r процессов.

S- и r- процессы вносят примерно равнозначный вклад в количество синтезируемых в природе элементов. Так, около половины всех нуклидов тяжелее  $^{56}\text{Fe}$  составляют продукты, полученные в ходе медленного захвата нейтронов (s- процесс) и примерно такая же доля элементов была образована путем быстрого захвата нейтронов (r- процесс). Очевидно, что сконцентрировав свой интерес на исследовании этих двух процессов, мы можем получить наиболее исчерпывающую информацию об элементном и изотопном составе небесных объектов, что удовлетворяет интересы астрофизики и может решать актуальные задачи этой науки.

Однако, почему же наш интерес ограничен именно низковозбужденными состояниями ядер, которые могут принимать участие в различных взрывных процессах в звёздах?

Дело в том, что возбужденные состояния ядер в горячих звездных условиях заселяются согласно формуле Больцмана (1):

$$P_i = (2I^* + 1) \exp\left(-\frac{E^*}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $P_i$  – заселенность возбужденного уровня с энергией  $E^*$  и спином  $I^*$  при температуре  $T$ ;

$k = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \cdot \text{К}^{-1}$  постоянная Больцмана;

Согласно этой формуле, очевидно, что при температуре, соответствующей горячим звездным условиям заселенность уровня происходит тем вероятнее, чем меньше энергия заселяемого уровня, при этом, с ростом энергии вероятность заселенности экспоненциально падает.

На Рисунке 1 представлены зависимость вероятности заселенности от энергии уровня. Стоит отметить, что красная кривая соответствует температуре  $T = 3 \cdot 10^8 \text{ К}$ , что, в свою очередь, является характерной температурой протекания s- процесса.

г- процесс представляет из себя взрыв и возникает при температуре  $T = 3 \cdot 10^9 \text{ К}$ , а прерывается при  $T < 10^9 \text{ К}$ , что на графике изображено синей и зеленой кривыми, соответственно.

Нижняя кривая соответствует температуре  $T = 10^8 \text{ К}$ . При такой температуре и при энергии возбуждения  $E = 400 \text{ кэВ}$ , заселенность уровня составляет  $P \sim 10^{-21}$ . Исходя из этого, и зная, что земной температурой принято считать величину в  $300 \text{ К}$ , мы можем сделать вывод, что при такой температуре заселенность возбужденных уровней становится настолько незначительной, что мы можем полагать ее равно нулю. Такой же вывод можно сделать и о высокоэнергетичных возбужденных состояниях при высокой температуре – вклад их совершенно незначителен. Этими умозаключениями мы и можем объяснить свой интерес именно к низковозбужденным состояниям. При высокой температуре такие низколежащие уровни существуют и их распространённость во много раз превалирует над земной. При определенных условиях (обсуждение и анализ которых будет проведен в ходе изложения работы) вклад таких уровней в вероятность распада нуклида даже может доминировать над основным состоянием.

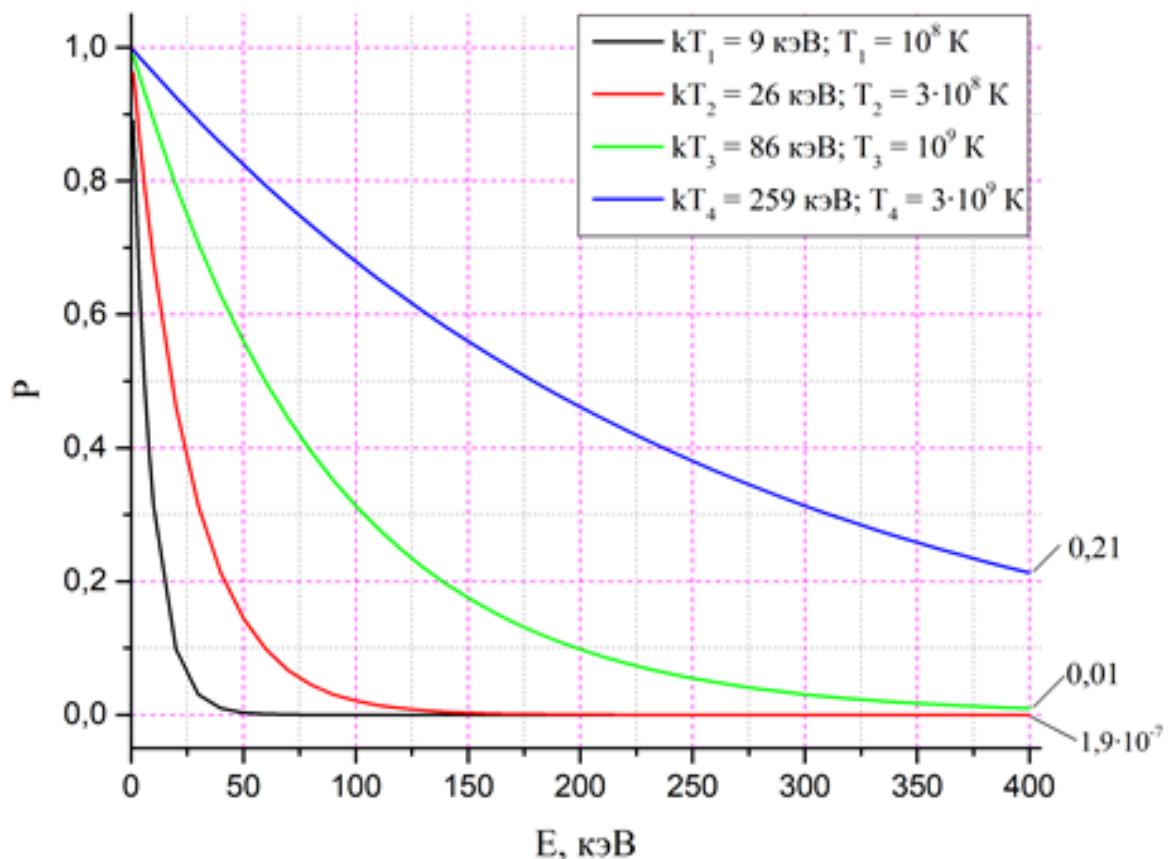


Рисунок 1 – вероятность заселенности возбужденных ядерных уровней ( $P$ ) согласно формуле Больцмана в зависимости от энергии возбужденного уровня ( $E$ ).

На Рисунке 2 наглядно представлено различие  $\beta$  - процессов, протекающих в земных и в высокотемпературных звездных условиях.

Влияние существования значительного количества нуклидов в возбужденных состояниях сказывается открытием каналов  $\beta$  – превращений, которые в земных условиях не проявляются из-за значительно преобладающего гамма-излучения из возбуждённого уровня, с которым не может конкурировать бета-распад.

Рассмотрим абстрактные материнское и дочернее ядра, каждое из которых представлены основным и возбужденным состояниями (смотреть рисунок 2). Т.к. в земных условиях ядра существуют только в основных состояниях, соответственно, переход возможен только между ними.

Однако, существуют правила отбора по спину: разрешенными переходами являются только те переходы, у которых изменение спина  $\Delta I = 0, \pm 1$ . Остальные переходы являются запрещенными (подавленными) и протекают в заторможенном порядке. На Рисунке 2 переход между основными состояниями материнского и дочернего ядра характеризуется  $\Delta I = \pm 3$ , то есть переход течет заторможенно. Однако, в звездных условиях существуют так же и возбужденные состояния (и у материнского и у дочернего нуклидов). И, материнское ядро, существуя в возбужденном состоянии, может переходить в возбужденное и в основное состояние дочернего ядра, потому как для первого перехода  $\Delta I = 0$ , а для второго  $\Delta I = \pm 1$ , то есть оба этих перехода являются разрешенными, что усиливают вероятность их прохождения. В итоге, высокотемпературные условия оказывают глобальное влияние на вероятности хода  $\beta$  – процессов, что, в свою очередь, существенно воздействует на изменение эффективного периода бета-превращений нуклидов.

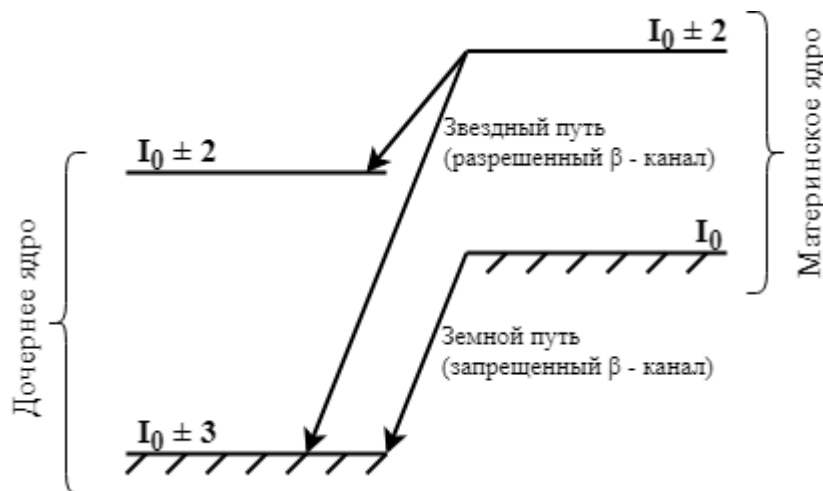


Рисунок 2 – сравнение путей распада нуклидов в земных и звездных условиях (штрихом обозначены основные состояния нуклидов).

Таким образом, эффективный период бета превращений в космосе может существенно разниться с тем, что был измерен в лабораторных условиях.

Невнимание к этому эффекту может привести к построению ошибочных теорий и гипотез или привести к ложным выводам.

Знание того, как именно меняются вероятности и эффективный период влечет за собой дополнение наших знаний о протекании s- процесса и о балансе распространенности элементов, возникающих в этом процессе.

Для учета вышеперечисленных эффектов необходимо дополнительное знание энергии переходов таких  $\beta$  – превращений из возбужденных состояний, что эквивалентно знанию разности масс между их основными состояниями.

Прибор, способный достоверно определить это значение и обеспечить высокую точность подобных измерений – ионная ловушка Пеннинга.

**Целью** настоящей работы является оценка влияния низковозбужденных ядерных состояний на астрофизические процессы и изучение изменений свойств ядер, находящихся в высокотемпературных звездных условиях. Это предлагается сделать на основе изучения существования различных каналов  $\beta$  - переходов из возбужденных состояний двух пар нуклидов  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$ ,  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$  и изучения свойств этих переходов. Для реализации этих целей было необходимо решить следующие **задачи**:

- Провести эксперимент, в котором было бы возможно достоверно и прецизионно определить энергии  $\beta$  - переходов из возбужденных состояний нуклидов  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{113}\text{In}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Sr}$ .
- Убедиться, что масс-спектрометр SHIPTRAP, на котором проводились измерения, после смены своего расположения работает подобающим образом.
- Сравнить полученные данные с результатами, представленными ранее в литературе и дать заключение, будут ли влиять новые полученные данные на пересмотр каких-либо астрофизических теорий.
- Изучить и проанализировать пути распадов интересующих нас «космических» нуклидов и дать заключение об изменении вероятностей  $\beta$  – переходов и эффективного времени жизни из-за новых открывшихся каналов распада.

**Актуальность** работы обусловлена тем, что в ее ходе обсуждаются вопросы современной астрофизики и пути получения новой достоверной информации, которая может служить для расширения и дополнения современных представлений о течении различных астрофизических процессов и того, как могут влиять на них высокотемпературные условия.

**Научная новизна** проведенного исследования заключается в том, что впервые детально и исчерпывающе изучается влияние высокотемпературных звездных условий для двух пар потенциально интересных нуклидов  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$  и  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ .

**Личный вклад:**

- Участие в методическом процессе проверки функционирования установки SHIPTRAP после смены геометрии её расположения. Этот процесс предшествовал проведению эксперимента, описанного в настоящей работе;
- Оптимизация методологии работы с мишенями;
- Компиляция всех спектроскопических данных (энергетических, спиновых схем) интересующих нас пар нуклидов;
- Анализ и обработка экспериментальных данных, получение результатов о разностях масс.

## 1. Основная часть

### 1.1. Роль низкоэнергетических ядерных состояний для астрофизических процессов

Как уже было указано во введении, говоря об астрофизических процессах в данной работе, мы будем иметь в виду в первую очередь s- и r- процессы, потому как именно они вносят наибольший вклад в синтез тяжелых нуклидов. Напомним, что s – процессом называют процесс медленного захвата нейтронов, а быстрый захват нейтронов обозначают как r – процесс.

Различая медленный и быстрый процессы необходимо отметить, что критерием для того, чтобы отнести процесс к тому или иному типу служит скорость этого процесса относительно  $\beta$  – распада.

То есть, если время процесса захвата нейтронов много больше времени течения  $\beta$  – процесса, то такой процесс мы относим к s – процессу. В противном случае – к r – процессу.

Исходя из этого, в s – процессе  $\tau_{s-пр.} \gg \tau_{\beta}$ , и в нем будут участвовать только стабильные ядра и ядра, подверженные  $\beta$  – превращениям с большими периодами полураспада. То есть образование элементов в ходе s – процесса идет вдоль полосы  $\beta$  стабильности. Отчасти, этим объясняется, почему именно об s – процессе мы обладаем наибольшим количеством информации. Стоит отметить, что упоминая о наибольшей изученности, мы имеем ввиду наличие большего количества информации об этом процесса именно с точки зрения ядерной физики, потому как анализировать этот процесс можно так же и с сугубо астрофизической стороны и для этих двух подходов наиболее важными являются разные характеристики этого процесса. Так, например, для астрофизики в первую очередь важно знание характерной температуры процесса, элементного состава и массы звезды, где он протекает, поток нейтронов и сечение их захвата. Для ядерной же физики в первую очередь интересно сечение захвата нейтронов ядрами, периоды полураспада элементов, их массы и структура возбужденных уровней ядра [5].

Однако, несмотря на то, что этот процесс довольно глубоко исследован, коррективы, которые могут вносить низковозбужденные ядерные состояния изучены не так хорошо [6], или вообще не изучены, а значит могут вносить порой глобальные изменения в ход процесса.

Как уже упоминалось ранее, заселенность возбужденных ядерных уровней в звездах определяется формулой Больцмана. Во введении была указана абсолютная заселенность  $P$  (формула 1), здесь же запишем относительную вероятность заселенности  $i$  – го возбужденного уровня (формула 2) с энергией возбуждения  $E_i^*$  и спином  $I_i^*$  при температуре  $T$  в кельвинах.

$$P_i = \frac{(2I_i^* + 1) \exp\left(\frac{-E_i^*}{kT}\right)}{\sum_i (2I_i^* + 1) \exp\left(\frac{-E_i^*}{kT}\right)} \quad (2)$$

Суммирование ведется по  $i$ , включая в себе также и основные состояния.

Таким образом, при высокой звездной температуре заселенность какого-либо из возбужденных уровней может быть близка к заселённости основного состояния, и, разумеется, существенно отличаться от картины заселенностей этого же нуклида при земной температуре. Эти поправки с немалой вероятностью могут привести к существенному уменьшению периода  $\beta$  – превращения нуклида [7].

Отсутствие учета влияния этого эффекта будет давать нам ложную картину баланса распространенности элементов в звездах [8, 9].

Немаловажно отметить также специфику влияния низковозбужденных ядерных состояний с малыми энергиями электронного захвата. От значения этих энергий зависит тип захвата (он может происходить с К, L, М оболочки) и от этого зависит эффективный период полураспада нуклида. Если этой энергии будет не хватать на преодоление энергии связи электрона [10] такой канал электронного захвата закроется. Поэтому в случае  $\varepsilon$  – захвата при небольших энергиях переходов нам необходимо обладать достоверной и точной информацией о разности масс исследуемых нуклидов.

Так, например, в работе [8] на примере  $^{123}\text{Te}$  продемонстрировано, что даже малая заселенность возбужденного уровня с энергией 159 кэВ, который в земных условиях не заселяется, существенно влияет на изменение вероятностей переходов (относительно тех, что функционируют в земных условиях).

Вероятность  $\beta$  – распада в звездных условиях задается выражением:

$$\Lambda = P_0\lambda_0 + P_1\lambda_1 + \dots + P_i\lambda_i, \quad (3)$$

где  $P_i$  – относительная заселенность уровней, вычисляется по формуле 2. Период полураспада, соответствующий вероятности, заданной формулой 3, называется эффективным период полураспада (то есть тот, в котором учитываются вероятности распада нуклида с возбужденных состояний).

В то время, как вероятность  $\beta$  – распада в земных условиях ограничило бы это выражение только первым слагаемым:

$$\Lambda = P_0\lambda_0 \quad (4)$$

С другой стороны:

$$\lambda_i = C|M|_i^2 \cdot f_i \quad (5)$$

Будем рассматривать случаи, когда существует только одно возбужденное состояние:

$$\Lambda = P_0\lambda_0 + P_1\lambda_1 = P_0C|M|_0^2 \cdot f_0 + P_1C|M|_1^2 \cdot f_1, \quad (6)$$

где обозначение индексом «0» относится к основному состоянию, а обозначение индексом «1» к возбужденному.

Перейдем к приведенным вероятностям  $\beta$  – переходов:

$$f_i t_i = f_i \frac{\ln 2}{\lambda_i} \quad (7)$$



и рассмотрим отношение  $\frac{\lambda_1}{\lambda_0}$  (т. е. отношение вероятностей  $\beta$  – переходов из возбужденного состояния к вероятности из основного состояния) :

$$\frac{f_1 t_1}{f_0 t_0} = \frac{f_1 \frac{\ln 2}{\lambda_1}}{f_0 \frac{\ln 2}{\lambda_0}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \quad (8)$$

(справедливо для  $\beta^-$  - переходов или же для таких  $\varepsilon$  – захватов, где захват для основного и возбужденного состояния идет с одной и той же электронной оболочки).

На Рисунке 3 показано, какие значения могут принимать относительные вероятности разрядки возбуждённого и основного состояний  $P_1 \lambda_1 / P_0 \lambda_0$  в зависимости от предположений величин их приведённых вероятностей бета-переходов  $\lambda_1 \lambda_0$ . Различными символами указаны значения, соответствующие обсуждаемым в работе ядрам.

В скобках указаны энергии возбужденных уровней соответствующих ядер в кэВ. Из Рисунка 3 видно, что даже при маленькой вероятности заселенности возбужденного уровня (она для указанных нуклидов равна примерно  $P_1 = 10^{-6} - 10^{-7}$ ) относительная вероятность разрядки этого уровня по бета-каналу может быть велика.

Так, для получения этой относительной вероятности бета-разрядки на уровне  $P_1 \lambda_1 / P_0 \lambda_0 = 1000$  должно выполняться условие  $\lambda_1 / \lambda_0 = 10^{10}$ . Как видно из представленных ниже схем распадов, это условие может выполняться для многих случаев

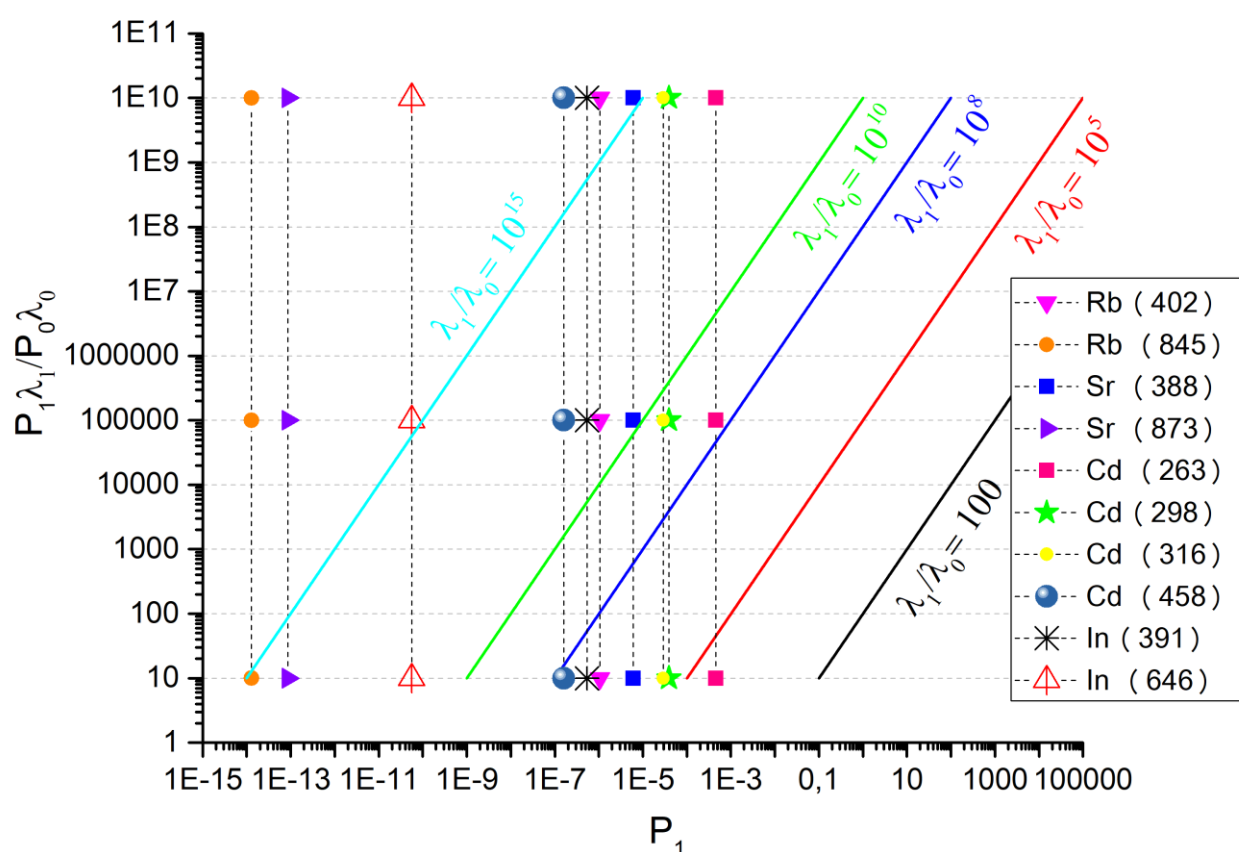


Рисунок 3 - Зависимость относительных вероятностей бета-разрядки уровней  $P_1\lambda_1/P_0\lambda_0$  от величины заселённости  $P_1$  в предположении различных величин отношений приведённых вероятностей бета-переходов. Энергия возбужденного уровня указаны в скобках. Вычислив значение  $P_1$  (по формуле 1) и зная отношение  $\lambda_1/\lambda_0$  по графику можно найти соответствующее значение относительных вероятностей бета-разрядки уровней  $P_1\lambda_1/P_0\lambda_0$ .

## 1.2. Значение низкоэнергетичных ядерных уровней в космохронологии

Космохронология — это раздел астрофизики, предметом изучения которого является определение возраста различных процессов, протекающих в космосе и оценка времени их протекания. Одним из инструментов космохронологии является техника датирования, которая полагается на оценки распространённости долгоживущих радионуклидов.

Наибольший интерес представляют такие нуклиды, у которых периоды полураспада сравнимы с предполагаемым временем жизни Вселенной, примерно 13,8 млрд лет [11].

К таким нуклидам относятся, например:

$$\begin{aligned}
 T_{1/2}^{187\text{Re}} &= 4,12 \cdot 10^{10} \text{ лет} \\
 T_{1/2}^{232\text{Th}} &= 1,41 \cdot 10^{10} \text{ лет} \\
 T_{1/2}^{238\text{U}} &= 4,47 \cdot 10^9 \text{ лет} \\
 T_{1/2}^{113\text{Cd}} &= 7,7 \cdot 10^{15} \text{ лет} \\
 T_{1/2}^{176\text{Lu}} &= 3,85 \cdot 10^{10} \text{ лет} \\
 T_{1/2}^{87\text{Rb}} &= 4,9 \cdot 10^{10} \text{ лет}
 \end{aligned} \tag{9}$$

Эти значения периодов полураспада получены в измерениях образцов в лабораториях, то есть в земных условиях. Однако в космических условиях у этих нуклидов могут быть другие периоды полураспада. Причиной тому могут быть два фактора.

- 1) Так как у многих нуклидов имеются низковозбуждённые ядерные состояния (с энергией  $< 500$  кэВ), они заселяются в высокотемпературных звёздных условиях согласно выражениям, приведённым в Главе 2. С этих состояний могут открыться новые разрешённые каналы бета-разрядки, которых нет в земных условиях и которые меняют период полураспада нуклида в меньшую сторону в космических условиях. Такой период полураспада, вызванный суммарным вкладом возбуждённых уровней в вероятность разрядки, называют «эффективным».
- 2) Высокотемпературные звездные условия влияют на нуклиды так, что они, в основном, находятся в высокозарядных ионных состояниях. Энергии распадов таких ионов отличаются от энергий распада нейтральных атомов, которую мы определяем в земных лабораторных условиях. Учёт наличия ионных состояний сводится к смещениям положения «нейтральных» уровней нуклидов и также может сказаться на суммарной вероятности разрядки. Эта проблема представляет собой специальную задачу, которая выходит далеко за рамки настоящей дипломной работы. Для качественных выводов, рассматриваемых нами, можно пренебречь этим вкладом от ионных состояний нуклидов и ограничиться энергобалансом нейтральных состояний.

Отличие времен жизни в земных и космических условиях нуклидов могут негативно влиять на космохронологический анализ.

Например,  $^{87}\text{Rb}$  образуется только при быстром захвате нейтронов (r-процесс), а  $^{87}\text{Sr}$  образуется только в ходе s-процесса. Но между собой эти нуклиды связаны как материнский и дочерний нуклиды соответственно (смотреть рисунок 4).  $^{87}\text{Sr}$  образуется только в ходе s-процесса. Но между собой эти нуклиды связаны как материнский и дочерний нуклиды, соответственно (смотреть Рисунок 4). Но также имеет место быть и обратная «утечка»  $^{87}\text{Sr}$  в  $^{87}\text{Rb}$  (пунктирная стрелка). Под обратной утечкой понимается процесс захвата орбитальных электронов низковозбужденными состояниями  $^{87}\text{Sr}$  с образованием  $^{87}\text{Rb}$ . Таким образом, если мы определяем возраст вселенной за счет распространённости

этих элементов, мы должны учесть подпитку  $^{87}\text{Sr}$  через  $\beta$ -распад  $^{87}\text{Rb}$  и обратную утечку  $^{87}\text{Sr}$  в  $^{87}\text{Rb}$  [12].

Очевидно, что в  $s$  – процессе ядра с небольшими периодами полураспада распадутся раньше, чем успеет пройти процесс медленного захвата нейтронов. Но, раз космические условия могут влиять на нуклиды так, чтобы уменьшить их период полураспада, нас интересует вопрос о том, может ли, во-первых, период полураспада уменьшиться так, чтобы последующая итерация захвата нейтронов не состоялась и  $s$  – процесс прервался, и, во-вторых, насколько сильно изменится космический период полураспада нуклида и как это будет влиять на космохронологическую оценку происходящих процессов.

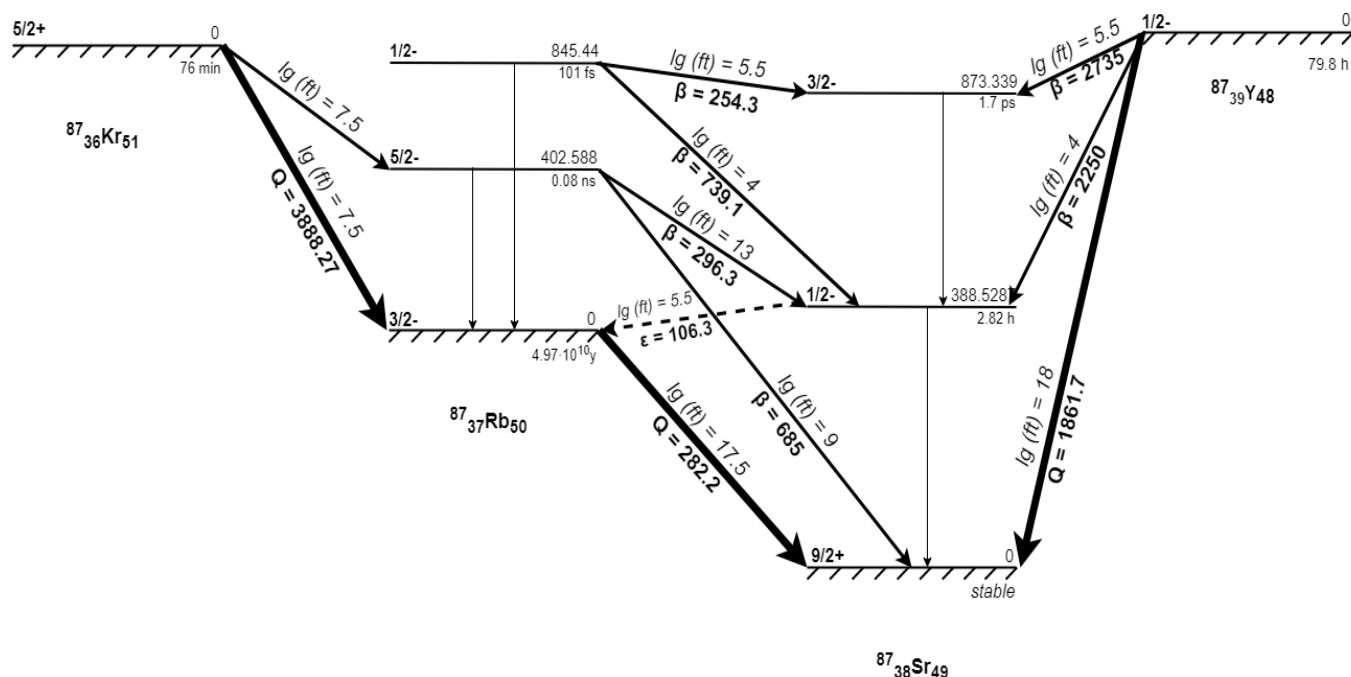


Рисунок 4 - схема возбужденных уровней для пары нуклидов  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ . Схема составлена на основе данных представленных в работе [13]. Штрихом обозначены основные уровни, жирными стрелками – переходы, которые идут в земных условиях. Тонкие стрелки, расположенные между уровнями одного ядра – обозначают внутренние пееходы, все остальные стрелки обозначают бета-каналы, которые могут открыться в звездных условиях (пунктирная стрелка обозначает  $\epsilon$  – захват). Все энергии обозначены в кэВ.

Рассмотрим рисунок 4, на нем изображена схема возбужденных уровней для пары нуклидов  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ . Черными стрелками обозначены  $\beta$  – переходы, пунктиром отмечен процесс обратной утечки  $^{87}\text{Sr}$  в  $^{87}\text{Rb}$  ( $\epsilon$  – захват). Также на схеме обозначены примерные значения  $\lg(ft)$  (т. к. для некоторых переходов они определяются с погрешностью  $\pm 1$ ) для интересующих нас переходов.

Из этой схемы видно, что существует несколько каналов  $\beta$  – распадов помимо земного (переход из основного состояния в основное), наличие которых может вносить выше отмеченные изменения.

Так же эти каналы и их логарифмы их приведенных периодов полураспада (величина  $ft$ ) вынесены в таблицу 1.

В вычислениях величины  $\lg(ft)$  полагались на информацию, представленную в литературе [14].

Таблица 1 –  $\lg(ft)$  бета-переходов, которые, возможно, могут открываться в звездных условиях для пары нуклидов  $^{87}\text{Rb}$ – $^{87}\text{Sr}$ .

$^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$			
Энергия возбужденного уровня, с которого идет распад, кэВ	Энергия уровня, куда идет распад, кэВ	Спиновый переход	$\lg(ft)$
$\beta$ - переходы			
402.588	0	$5/2^- \rightarrow 9/2^+$	9.5
402.588	388.5287	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	13
845.44	388.5287	$1/2^- \rightarrow 1/2^-$	4
845.44	873.339	$1/2^- \rightarrow 3/2^-$	5.5
$\varepsilon$ - захват			
388.5287	0	$1/2^- \rightarrow 3/2^-$	5.5

Очевидно, что, например, переход из возбужденного состояния  $^{87}\text{Rb}$  с энергией возбуждения 845.44 кэВ в возбужденное состояние  $^{87}\text{Sr}$  будет куда более вероятным ( $\lg(ft) = 5.5$ ), чем «земной» переход из основного состояния в основное ( $\lg(ft) = 17.5$ ) (смотреть рисунок 4). Однако заселённость этого уровня ожидается малой, чтобы внести большой вклад в эффективный период полураспада  $^{87}\text{Rb}$ .

Действительно, для эффективного периода полураспада, согласно выражениям (3) – (7) имеем:

$$T_{\text{эфф}} = \frac{T_{\text{осн.с.}} \cdot T_i}{\eta \cdot T_{\text{осн.с.}} + T_i} \quad (10)$$

$$T_i = \frac{f_0 T_0}{f_i \cdot 10^\Delta}, \text{ где } \Delta = \lg(f_0 t_0) - \lg(f_i t_i) \quad (11)$$

Для уровня с энергией возбуждения 845 кэВ имеем коэффициент заселённости  $\eta = 10^{-13}$ , а  $\Delta = 17.5 - 5 \approx 12$ , тогда:

$$T_{\text{эфф}} = \frac{T_{\text{осн.с.}} \cdot \frac{T_{\text{осн.с.}}}{10^\Delta}}{\frac{T_{\text{осн.с.}}}{10^\Delta} + \eta T_{\text{осн.с.}}} = \frac{\frac{T_{\text{осн.с.}}}{10^\Delta}}{\frac{1}{10^\Delta} + \eta} = 5 \cdot 10^{10} \text{ лет} - \text{не отличимое от земного времени жизни.}$$

Для уровня 402.6 кэВ ( $5/2^-$ ) имеем

$$T_{\text{эфф}} = \frac{T_{\text{осн.с.}} \cdot T_{\frac{5}{2}^-}}{\eta \cdot T_{\text{осн.с.}} + T_{\frac{5}{2}^-}} \sim 5 \cdot 10^{8.5} \text{ лет,}$$

что меньше земного времени на полтора порядка величины.

Аналогичные рассуждения приложимы и к еще одному космическому нуклиду –  $^{113}\text{Cd}$ .  $\text{Cd}$  – прямой продукт s – процесса, и если вдруг космические условия повлияют на него таким образом, что это уменьшит его эффективное время жизни, то s – процесс просто прервется (смотреть Рисунок 5). Именно поэтому очень важно обратить внимание на все возможные открывшиеся каналы  $\beta$  – превращений (смотреть Рисунок 6).

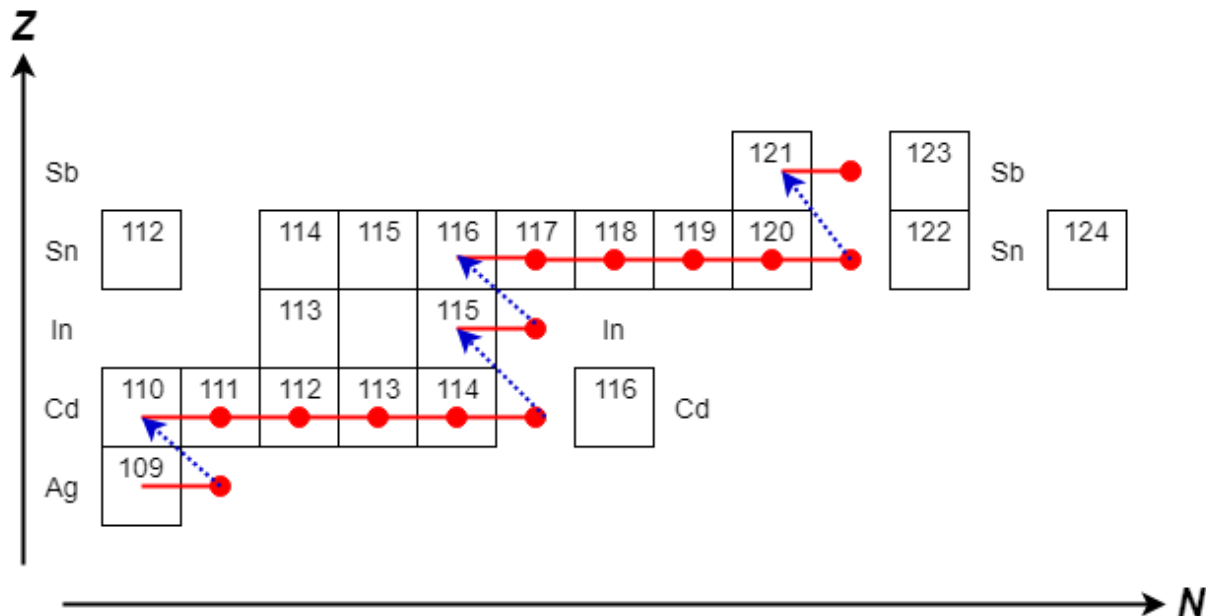


Рисунок 5 - пути образования нуклидов в s-процессе. Красным обозначен нейтронный захват, синим --  $\beta^-$  - распад.

В звездных условиях открывается несколько каналов (смотреть таблицу 2).

Таблица 2 –  $\lg (ft)$  бета-переходов, которые, возможно, могут открываться в звездных условиях для пары нуклидов  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$ .

$^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$			
Энергия возбужденного уровня, с которого идет распад, кэВ	Энергия уровня, куда идет распад, кэВ	Спиновый переход	$\lg (ft)$
$\beta^-$ - переходы			
263.54	0	$11/2^- \rightarrow 9/2^+$	9.25
298.597	391.699	$3/2^+ \rightarrow 1/2^-$	7.5
458.633	0	$7/2^+ \rightarrow 9/2^-$	9.25
$\epsilon$ - захват			
391.699	0	$1/2^- \rightarrow 1/2^+$	7.5

$$T_{\text{эфф}} = \frac{T_{\text{осн.с.}} \cdot T_i}{\eta \cdot T_{\text{осн.с.}} + T_i}$$

Для уровня с энергией возбуждения 298 кэВ имеем коэффициент заселённости  $\eta = 10^{-5}$ , а  $\Delta = 23 - 7.5 \approx 15$ , тогда:

$$T_{\text{эфф}} = \frac{T_{\text{осн.с.}} \cdot \frac{T_{\text{осн.с.}}}{10^\Delta}}{\frac{T_{\text{осн.с.}}}{10^\Delta} + \eta T_{\text{осн.с.}}} = \frac{\frac{8 \cdot 10^{15}}{10^{15}}}{\frac{1}{10^{15}} + 10^{-5}} = 8 \cdot 10^5 \text{ лет} - \text{отличается от земного времени жизни на } \sim 10 \text{ порядков величины.}$$

Для уровня с энергией возбуждения 458.6 кэВ имеем коэффициент заселённости  $\eta = 10^{-7}$ , а  $\Delta = 23 - 5.5 \approx 17.5$ , тогда:

$$T_{\text{эфф}} = \frac{T_{\text{осн.с.}} \cdot \frac{T_{\text{осн.с.}}}{10^\Delta}}{\frac{T_{\text{осн.с.}}}{10^\Delta} + \eta T_{\text{осн.с.}}} = \frac{\frac{8 \cdot 10^{15}}{10^{17.5}}}{\frac{1}{10^{17.5}} + 10^{-7}} = 8 \cdot 10^{4.5} \approx 2,5 \cdot 10^5 \text{ лет} - \text{отличается от земного времени жизни на } \sim 10 \text{ порядков.}$$

Для уровня с энергией возбуждения 263.54 кэВ имеем коэффициент заселённости  $\eta = 10^{-4}$ , а  $\Delta = 23 - 7.5 \approx 15.5$ , тогда:

$$T_{\text{эфф}} = \frac{T_{\text{осн.с.}} \cdot \frac{T_{\text{осн.с.}}}{10^\Delta}}{\frac{T_{\text{осн.с.}}}{10^\Delta} + \eta T_{\text{осн.с.}}} = \frac{\frac{8 \cdot 10^{15}}{10^{15.5}}}{\frac{1}{10^{15.5}} + 10^{-4}} = 2 \cdot 10^4 \text{ лет}$$

-- отличается от земного времени жизни на  $\sim 11$  порядков.

Аналогичные расчеты можно применять при анализе любых возможных  $\beta$  – переходов, которые могут иметь место в звездных условиях. В ходе расчетов показано, как сильно может отличаться эффективный период полураспада таких космических нуклидов от того, что был определен в земных лабораториях.

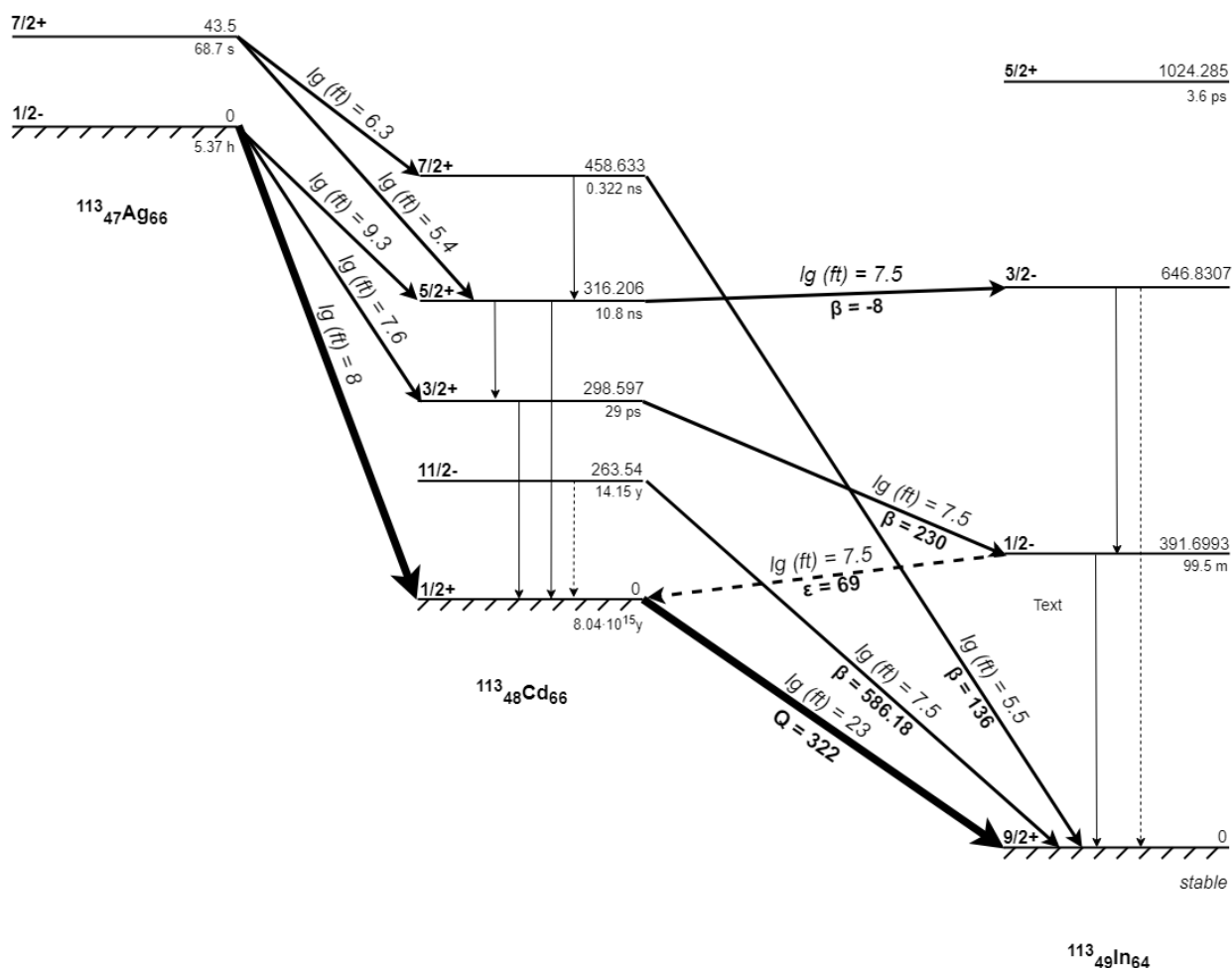


Рисунок 6 - схема возбужденных уровней для пары нуклидов  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$ . Схема составлена на основе данных представленных в работе [15]. Штрихом обозначены основные уровни, жирными стрелками – переходы, которые идут в земных условиях. Тонкие стрелки, расположенные между уровнями одного ядра – обозначают внутренние пееходы, все остальные стрелки обозначают бета-каналы, которые могут открыться в звездных условиях (пунктирная стрелка обозначает  $\epsilon$  – захват). Все энергии обозначены в кэВ.

Стоит отметить, что на Рисунке 6 указан так же  $\beta$  – канал, который мог бы открыться (переход  $5/2^+ \rightarrow 3/2^-$ ) но на данный момент энергией этого перехода считается -6 кэВ. При отрицательной энергии распад идти не может.



## 2. Приборы и установки, использованные в работе

### 2. 1. Ионные ловушки Пеннинга

Ловушки Пеннинга обладают тремя основополагающими преимуществами:

- Достоверность, надёжность
- Точность
- Высочайшая чувствительность

Благодаря этому они подходят для решения поставленных нами задач.

Ловушка Пеннинга – это прибор, который благодаря использованию сильного магнитного и слабого электростатического полей позволяет удерживать ион, что, в свою очередь, позволяет выполнять высокоточные измерения его массы.

Ион, попадая в магнитное поле, будет подчиняться силе Лоренца, описываемой выражением

$$\vec{F}_L = q \cdot [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (12)$$

Где  $q$  – заряд иона,  $v$  – скорость его движения,  $\vec{B}$  – магнитная индукция поля.

Под влиянием такого магнитного поля ион будет двигаться вокруг силовых линий с частотой

$$\omega_c = \frac{q}{m} B, \quad (13)$$

которую также называют истинной циклотронной частотой. Именно за счет этого кругового движения и будет создаваться эффект «ловушки» -- увеличение времени хранения иона. Если в одном и том же поле будут поочерёдно измеряться частоты двух ионов, у одного из которых нам известна масса с хорошей точностью, с помощью соотношения:

$$\frac{\omega_{c1}}{\omega_{c2}} = \frac{q_1}{q_2} \cdot \frac{m_2}{m_1} \quad (14)$$

можно найти неизвестную нам массу тоже с высокой точностью.

Однако, в ловушке Пеннинга так же используется и слабое электрическое поле, которое удерживает ион аксиально, что существенно увеличивает время его хранения, но делает траекторию его движения (а значит и нахождение частоты) довольно сложной.

Прикладывая потенциал  $V_0$  между кольцевым и окончечным электродом, мы можем описать электрическое поле потенциалом [16, 17]:

$$\Phi(\rho, z) = \frac{V_0}{z_0^2 + 0,5 \cdot \rho_0^2} \cdot \left( -\frac{1}{2} \rho^2 + z^2 \right) \quad (15)$$

где  $\rho_0$  – расстояние между окончанием электродом и центром ловушки, так же, учтем, что

$$\begin{aligned}\rho^2 &= x^2 + y^2, \\ z(\rho) &= \pm \sqrt{z_0^2 + \frac{\rho^2}{2}} \\ \rho(z) &= \pm \sqrt{\rho_0^2 + 2z^2},\end{aligned}\tag{16}$$

Далее, решая дифференциальное уравнение движения:

$$\ddot{\vec{r}} = \frac{q}{m} (\dot{\vec{r}} \times \vec{B} + \vec{E})\tag{17}$$

учтя, что  $\vec{B} = B\vec{e}_z$  и  $\vec{E} = -\nabla\Phi$ , перепишем:

$$\begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \end{pmatrix} = \frac{q}{m} B \begin{pmatrix} \dot{y} \\ -\dot{x} \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{qV_0}{2mz_0^2} \begin{pmatrix} x \\ y \\ -2z \end{pmatrix}\tag{18}$$

Решением этого уравнения будет

$$z(t) = \tilde{z}_0 e^{i\omega_z t}, \quad \omega_z = \sqrt{\frac{qV_0}{mz_0^2}},\tag{19}$$

$\omega_z$  называют аксиальной частотой, и ее можно связать с циклотронной соотношением:

$$\begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix} = \omega_c \begin{pmatrix} \dot{y} \\ -\dot{x} \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \omega_z^2 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}\tag{20}$$

Это уравнение можно решить, введя функцию:

$$u(t) = x(t) + iy(t)\tag{21}$$

Тогда  $\ddot{u} = -i\omega_c \dot{u} + \frac{1}{2} \omega_z^2 u$ ,  $u(t) = u_0 e^{-i\omega t}$ , что приводит к двум решениям:

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} (\omega_c \pm \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_z^2}),\tag{22}$$

$\omega_+$  – называют малой циклотронной частотой,  $\omega_-$  – магнетронной частотой.

Как упоминалось ранее, из-за приложенного электрического поля траектория движения иона внутри ловушки приобретает сложный характер, и описывается не только истинной циклотронной частотой (как было бы при наличии только магнитного поля) но и комбинацией малой циклотронной, магнетронной и аксиальной частот.

Условием стабильности траектории движения иона будет вещественность частот. Это условие выполняется при  $\omega_c^2 > 2\omega_z^2$ , что накладывает ограничение на магнитное поле:

$$B > \sqrt{2 \frac{m}{q} \frac{V_0}{z_0^2}} \quad (23)$$

Стандартное соотношение частот для ловушек Пеннинга:  $\omega_- \ll \omega_z \ll \omega_+ < \omega_c$ .

Таким образом, движение иона в ловушке можно представить в виде комбинации трех частот:  $\omega_+$  – малая циклотронная частота,  $\omega_-$  – магнетронная частота и аксиальная частота  $\omega_z$ .

Из выше представленных формул получаем соотношения, называемые теоремой инвариантности [17] которая позволяет найти все частоты:

$$\begin{aligned} \omega_c &= \omega_+ + \omega_- \\ \omega_c^2 &= \omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2 \\ \omega_+ \omega_- &= \frac{1}{2} \omega_z^2 \end{aligned} \quad (24)$$

Существуют гиперболические и цилиндрические ловушки Пеннинга. Для выполнения наших задач необходимо поддерживать вакуум около  $10^{-9}$  мбар во всем объеме ловушки. Форма гиперболической ловушки является более сложной и требовала бы дополнительных усилий для откачки, поэтому нами использовались исключительно цилиндрические ловушки Пеннинга. В дальнейшем, упоминая ловушки Пеннинга, будем иметь в виду именно цилиндрические ловушки.

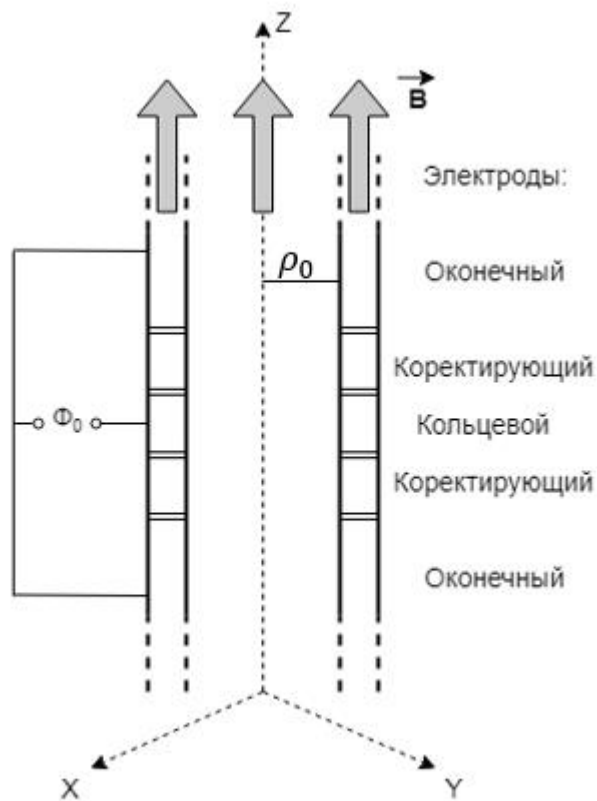


Рисунок 7 - Цилиндрической ловушки Пеннинга, магнитное поле направлено вдоль оси  $z$ .

## 2. 2. Установка SHIPTRAP

Установка SHIPTRAP это масс-спектрометр с ионной ловушкой Пеннинга в сверхпроводящем магните с величиной магнитной индукции 7 Тл и двумя зонами однородности (в каждой из которых находится по ловушке Пеннинга).

Ловушка, которая находится первой на пути ионов – подготовительная ловушка Пеннинга. В ней осуществляется охлаждение и центрирование ионов. Вторая ловушка носит непосредственно измерительную функцию. Ловушки разделены диафрагмой, т.к. в каждой из ловушек поддерживается разный вакуум, подобранный под соответствующие цели ( $10^{-6}$  и  $10^{-8}$  мбар соответственно).

Установка SHIP располагается за ускорителем UNILAC в институте GSI (Дармштадт, Германия). Это позволяет работать на установке SHIPTRAP, расположенной за селектором скоростей SHIP, в режиме on-line (ионы производятся ускорителем). Кроме того, на установке SHIPTRAP можно работать в режиме off-line с наработкой ионов внешним ионным источником, например, с помощью воздействия лазера на мишень.

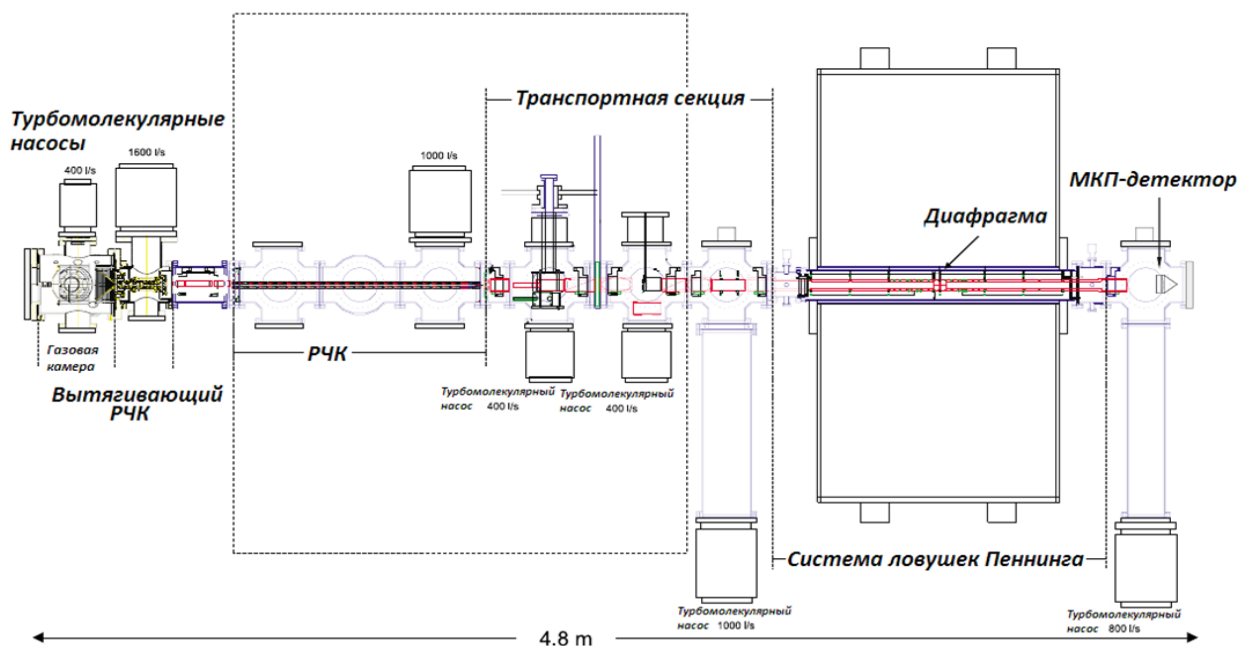


Рисунок 8 – схема установки SHIPTRAP [18], включающая ионную ловушку Пеннинга, на которой были выполнены эксперименты по прямому измерению масс нуклидов, описанные в настоящей ВКР.



Рисунок 9 – фотография установки SHIPTRAP, GSI, Дармштадт, Германия

### 3. Экспериментальная часть

#### 3.1. Описание эксперимента по измерению разности масс нуклидов на установке SHIPTRAP

В ходе эксперимента, методом фазового отображения [19, 20] были измерены разности масс двух пар ионов  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$  и  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$  на установке SHIPTRAP.

Наработка однократно заряженных ионов всех элементов производилась в off-line режиме – мишень облучалась твердотельным лазером. Каждая пара ионов исследовалась независимо друг от друга.

После запуска лазера, полученные однократно-заряженные ионы вытягивались через РЧК и помещались в сохраняющую (подготовительную) ловушку для охлаждения и центрирования. Из подготовительной ловушки они направляются в измерительную, где производится возбуждение их собственных частот. После этого ионы вытягиваются из измерительной

ловушки и регистрируются позиционно-чувствительным MCP детектором (микроканальной пластинкой, расположенной за ловушкой). В результате измерений можно получить на детекторе изображения радиального движения ионов:  $\omega^-$  и  $\omega^+$  фазовые изображения, и также изображение радиального движения ионов в центре ловушки. Далее, в соответствии с формулой мы можем найти отношение масс интересующих нуклидов по измеренным отношениям их циклотронных частот.

#### 3.2. Обработка результатов, полученных в экспериментах по определению Q-значения

Были получены данные для двух пар  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$  и  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ . Они представляют собой зависимости циклотронной частоты  $\omega_c$  от времени  $t$ .

Несмотря на то, что поле достаточно стабильно, оно все таки флуктуирует, и, зная, что

$\omega_c = \frac{q}{m}B$ , очевидно  $\Delta\omega_c \sim \Delta B$ . В идеале, мы бы хотели измерять частоты движения материнского и дочернего нуклидов одновременно, чтобы флуктуации магнитного поля влияли на них одинаково. Однако, на данный момент технически это сделать не представляется возможным. Поэтому частоты движения ионов принадлежащих разным нуклидам измеряются по очереди.

Существует два разных способа обработки выходных материалов, которые позволяют нивелировать не одновременное измерение частот нуклидов, тем самым снизив погрешность величины  $\frac{\omega_{c1}}{\omega_{c2}}$ .

#### 3.3. Методы обработки данных, полученных в ходе экспериментов по определению Q – значения

Объяснение принципов работы методов будут производиться на паре нуклидов  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$  и одной и той же серии измерений. Эти же умозаключения будут справедливы для любой серии измерений любых пар нуклидов.

### 3.3.1. Метод соотношений

На рисунке 10 представлен типичный вид того, как меняется частота движения иона по ходу времени измерения.

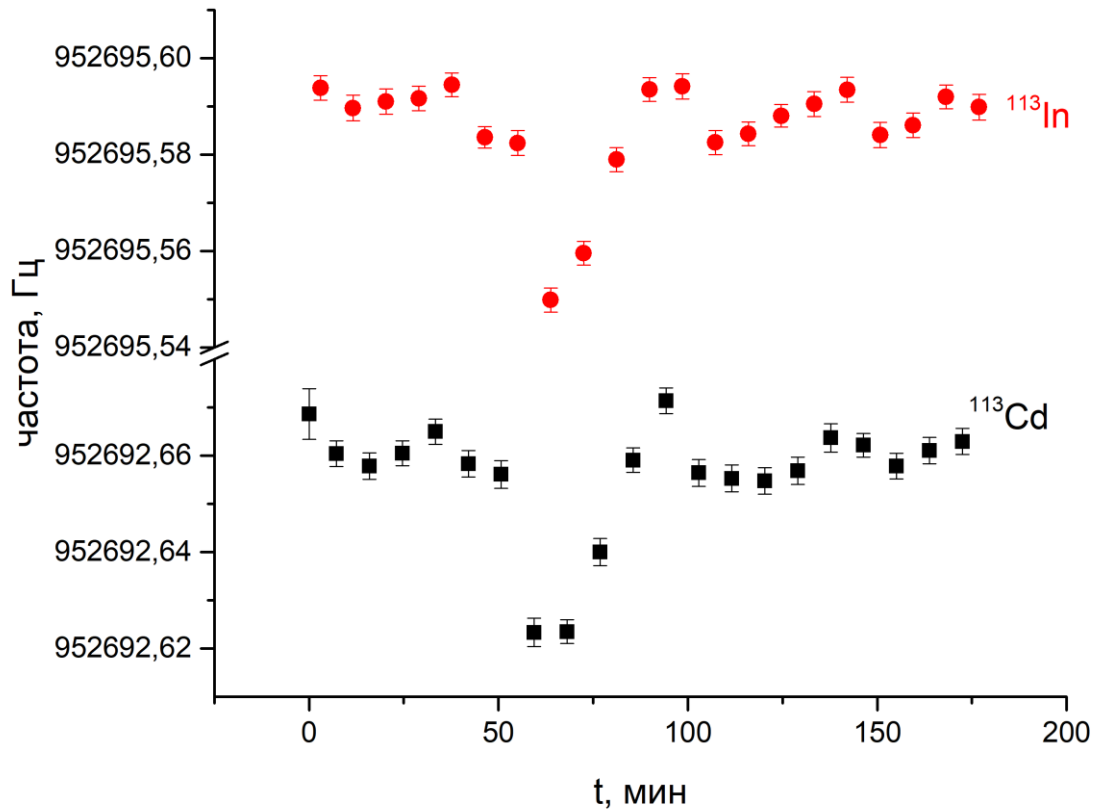


Рисунок 10 -- график зависимости циклотронной частоты от времени для нуклидов  $^{113}\text{Cd}$  и  $^{113}\text{In}$ .

На рисунке 11 изображена часть того же графика, в увеличенном масштабе. Считаем, что флуктуация магнитного поля (а значит и частоты) за время, прошедшее между измерениями точек (1) и (3) (около 10 минут) протекала прямолинейно. Мы проводим между ними прямую, и находим точку на этой прямой, которая соответствовала по времени измерению точки номер (2) (отмечено черной звездочкой на Рис. 11). Таким образом мы имитируем одновременность измерения частот. И отношение этих двух частот мы считаем за  $\frac{\omega_{c1}}{\omega_{c2}} \equiv R$ . Аналогичную операцию мы проводим для всех точек.

Таким образом, в итоге мы получаем количество  $N_R$  отношений частот  $R$ , равное  $N_R = (N_{Cd} - 1) + (N_{In} - 1)$ , где  $N_{Cd}$ ,  $N_{In}$  это количество точек, полученных в ходе измерения каждого из нуклидов.

Затем мы усредняем  $R$  и находим значение  $Q$ .

Учитывая, что мы работали с однократно заряженными ионами, нам нужно из массы нейтрального нуклида вычесть массу одного электрона, и тогда формула примет вид (с пренебрежением энергией отрыва этого валентного электрона, которая очень мала):

$$Q = (A + E_1 - E_e) \cdot (R - 1),$$

где  $A$  – масса суммарного количества протонов и нейтронов в ядре в кэВ;

$E_1$  – избыток массы одного из измеряемых нуклидов в кэВ;

а  $E_e = 5,1099891800 \cdot 10^2$  масса электрона в кэВ/с<sup>2</sup>;

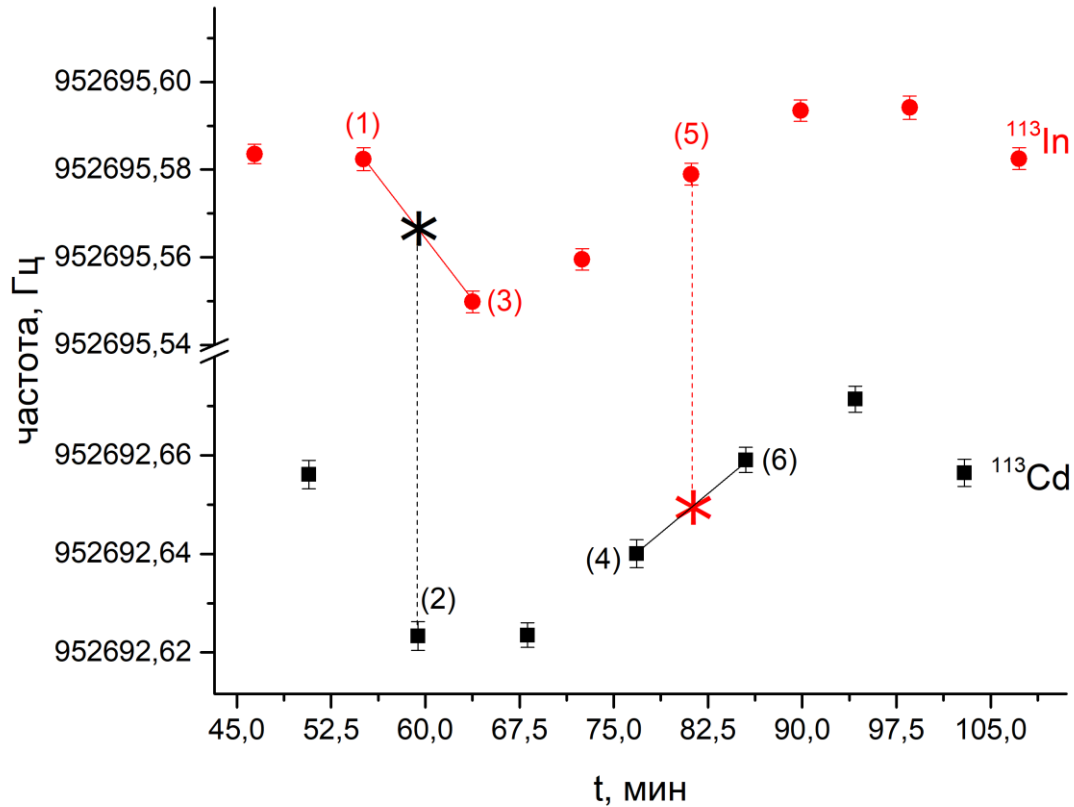


Рисунок 11 - график зависимости циклотронной частоты от времени для нуклидов <sup>113</sup>Cd и <sup>113</sup>In. Визуализация метода соотношений.

### 3.3.2. Полиномиальный метод

В этом методе задача сводится к подбору полинома такой степени, чтобы он прошел по точкам и описал общую тенденцию изменения магнитного поля.

У нас имеется два набора точек, соответствующих материнскому и дочернему нуклидам. Сначала мы аппроксимируем набор точек, отвечающих материнскому ядру полиномом вида

$P = R \cdot (I + B_1 \cdot x + B_2 \cdot x^2 + \dots + B_n \cdot x^n)$ , где  $n$  – выбранная степень полинома,  $I, B$  – свободные параметры, выбор которых осуществляет программа таким образом, чтобы выбранный полином описал набор точек с минимально возможной погрешностью.



При этом для материнского ядра фиксируется параметр  $R = 1$ , а остальные параметры остаются свободными.

Затем, зная, какие параметры  $I, V_1 \dots V_n$  подобрала программа для набора точек, соответствующих материнскому ядру, мы фиксируем эти параметры для дочернего ядра и оставляем свободным только параметр  $R$ . Программа находит этот параметр с точностью вплоть до  $10^{-10}$ .

Заранее не известно, какая степень полинома наиболее хорошо опишет общую тенденцию изменения поля, поэтому была проведена проверка (Рисунок 12). На нем изображена зависимость величины найденного параметра  $R$  и его погрешности в зависимости от степени полинома.

Для дальнейшей обработки был выбран полином 5 степени (рисунок 12).

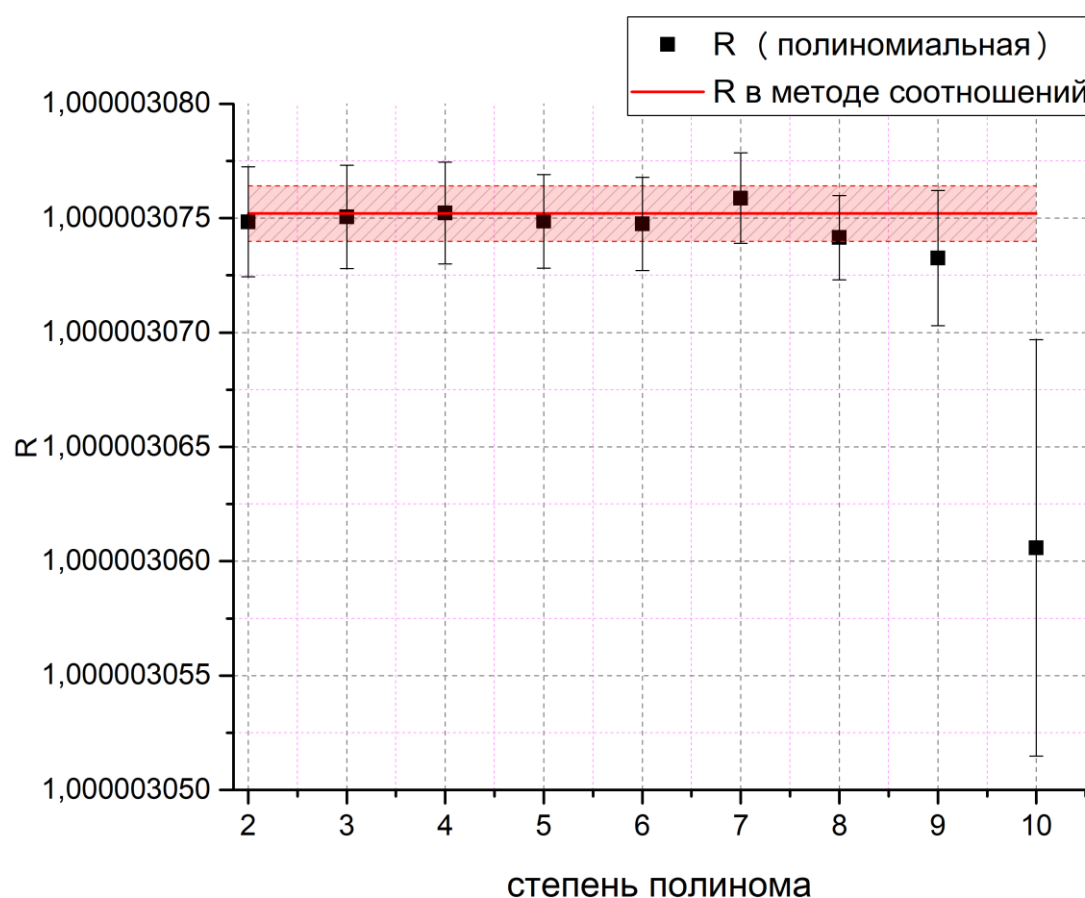


Рисунок 12 – график зависимости параметра  $R$  от выбора степени фитирующего полинома.  $R$  вычислено полиномиальным методом.

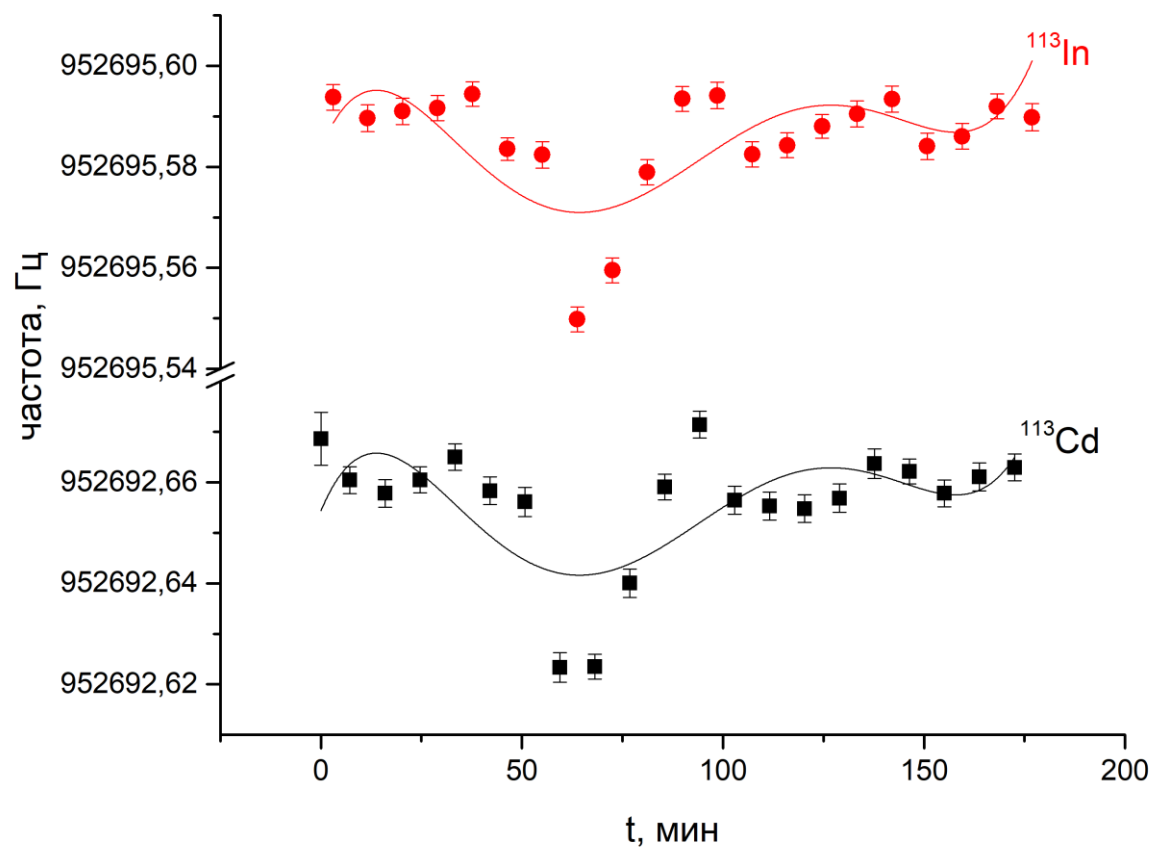


Рисунок 13 - график зависимости циклотронной частоты от времени для нуклидов  $^{113}\text{Cd}$  и  $^{113}\text{In}$ . Кривые линия соответствуют фиту полиномом пятой степени (см. текст).

### 3. 4. Обработка результатов для пар нуклидов $^{113}\text{Cd}$ - $^{113}\text{In}$ , $^{87}\text{Rb}$ - $^{87}\text{Sr}$

Таблица 3 Значения отношений частот  $R$ , полученные различными методами анализа, и величины энергий перехода (разности масс) для пар  $^{113}\text{Cd}$ - $^{113}\text{In}$   $^{87}\text{Rb}$ - $^{87}\text{Sr}$

R					
Пара нуклидов; Номер серии измерений		Полиномиальный метод	Погрешность в полиномиальном методе	Метод соотношений	Погрешность в методе соотношений
$^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$	1	1.00000307486	$2.04396419626 \cdot 10^{-9}$	1.000003075202	$1.21237 \cdot 10^{-9}$
	2	1.00000307245	$8.06690639029 \cdot 10^{-10}$	1.000003072106	$8.72460 \cdot 10^{-10}$
	3	1.00000307211	$8.10238690355 \cdot 10^{-10}$	1.000003072144	$7.77956 \cdot 10^{-10}$
	4	1.00000306262	$1.26608054811 \cdot 10^{-9}$	1.000003063095	$9.61498 \cdot 10^{-10}$
	5	1.00000307563	$9.28078798454 \cdot 10^{-10}$	1.000003075524	$8.81557 \cdot 10^{-10}$
	6	1.00000306338	$1.26657003260 \cdot 10^{-9}$	1.000003062851	$1.22566 \cdot 10^{-9}$
	7	1.00000307628	$1.07267765436 \cdot 10^{-9}$	1.000003076202	$6.42003 \cdot 10^{-10}$
	8	1.00000307677	$9.19527543563 \cdot 10^{-10}$	1.000003076412	$6.42054 \cdot 10^{-10}$
Среднее значение R		1.0000030717625	$1.13922851284 \cdot 10^{-9}$	1.000003071692	$9.0194475 \cdot 10^{-10}$
Q, кэВ		<b><math>323.0550159 \pm 0.11981183</math></b>		<b><math>323.0476014 \pm 0.09485687</math></b>	
$^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$	1	1.00000530568	$8.96882768033 \cdot 10^{-10}$	1.000003484539	$1.14894 \cdot 10^{-9}$
	2	1.00000530238	$2.24357663139 \cdot 10^{-9}$	1.000003481620	$2.28350 \cdot 10^{-9}$
	3	1.0000052854	$2.08130955318 \cdot 10^{-9}$	1.000003484090	$2.77541 \cdot 10^{-9}$
	4	1.00000476932	$9.11485608544 \cdot 10^{-9}$	1.000003545450	$9.64719 \cdot 10^{-9}$
	5	1.00000477616	$1.90793637134 \cdot 10^{-9}$	1.000003572708	$1.55092 \cdot 10^{-9}$
	6	1.00000471043	$1.06694227179 \cdot 10^{-9}$	1.000003410796	$1.16980 \cdot 10^{-9}$
	7	1.00000478938	$1.49326287743 \cdot 10^{-9}$	1.000003572686	$1.30970 \cdot 10^{-9}$
	8	1.00000478199	$8.12250156859 \cdot 10^{-10}$	1.000003486984	$1.05024 \cdot 10^{-9}$
	9	1.00000479124	$1.22428136775 \cdot 10^{-9}$	1.000003495324	$1.15167 \cdot 10^{-9}$
	10	1.00000479169	$1.65212443129 \cdot 10^{-9}$	1.000003488894	$1.50359 \cdot 10^{-9}$
	11	1.00000478294	$1.28362706536 \cdot 10^{-9}$	1.000003490118	$1.06015 \cdot 10^{-9}$

	12	1.00000430029	$1.12720769981 \cdot 10^{-8}$	1.000003508405	$5.80480 \cdot 10^{-9}$
Среднее значение R		1.000004865575	$2.92076054816 \cdot 10^{-9}$	1.00000350180117	$2.5379925 \cdot 10^{-9}$
Q, кэВ		<b><math>393.8919916 \pm 0.23644979</math></b>		<b><math>283.4878585 \pm 0.205462853</math></b>	

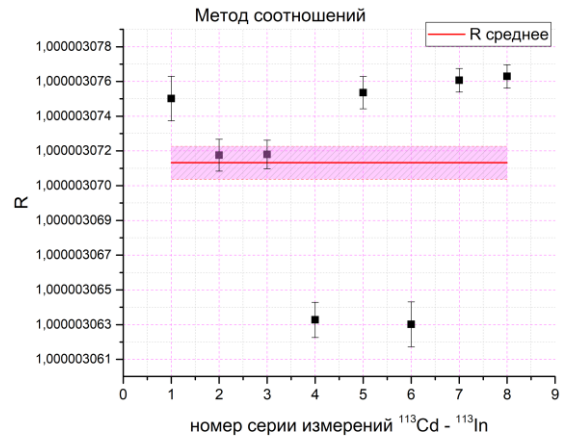
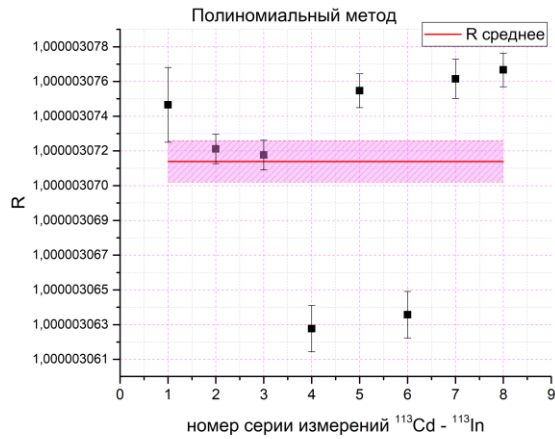


Рисунок 14 – сравнение полученных значений R для пары нуклидов  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$ . Слева – R, полученное в полиномиальном методе, справа – полученное методом соотношений. Очевидно, что тенденция изменения значений R одинакова для обоих методов.

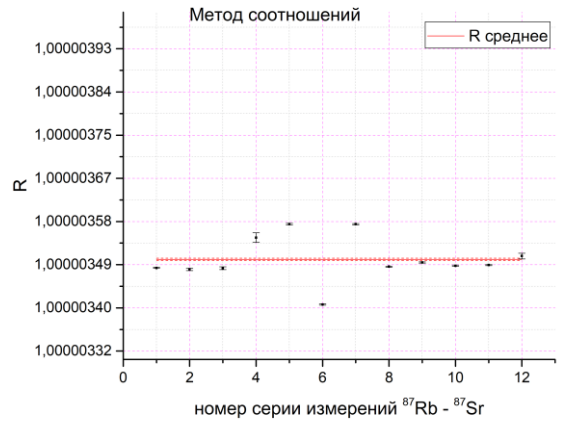
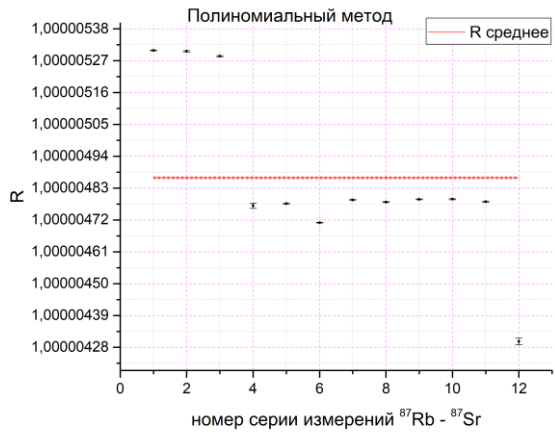


Рисунок 15 – сравнение полученных значений  $R$  для пары нуклидов  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ . Слева –  $R$ , полученное в полиномиальном методе, справа – полученное методом соотношений. Очевидно, что тенденция изменения значений  $R$  различна для разных методов, и их абсолютное значение так же разнится.

### 3.5. Обсуждение полученных $Q$ - значений для пар нуклидов $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$ и $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ .

Анализируя данные из таблицы 1 и рисунков 14, 15 можно сделать вывод, что результаты, полученные с помощью разных методов, хорошо согласуются только для пары  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$  и совершенно не согласуются для другой исследованной пары нуклидов  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ .

В попытках понять, почему здесь имеется столь явно отличие рассмотрим рисунки 16 - 19.

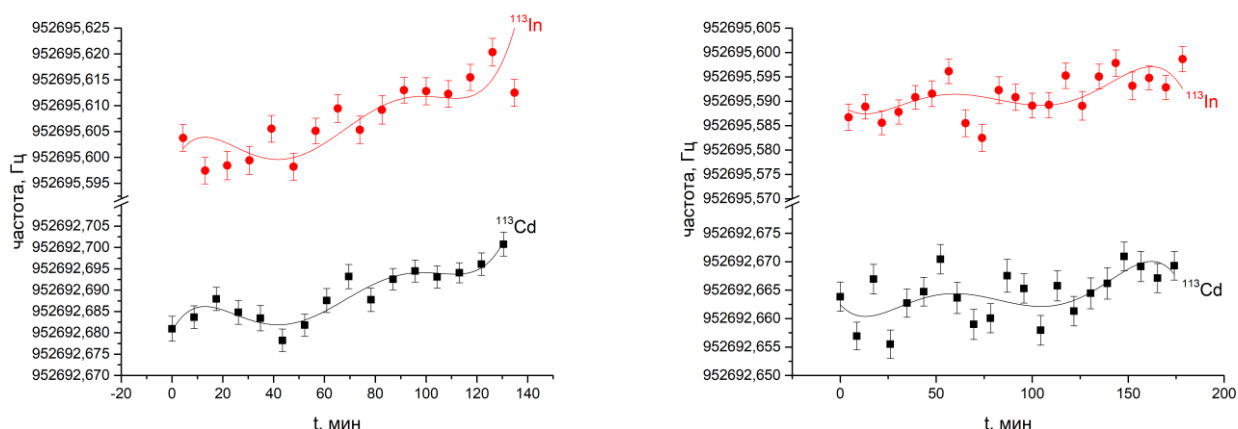


Рисунок 16 – рассматриваются 2 и 4 серии измерений частоты для пары нуклидов  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$ . На графиках представлено изменение частоты движения ионов во времени.

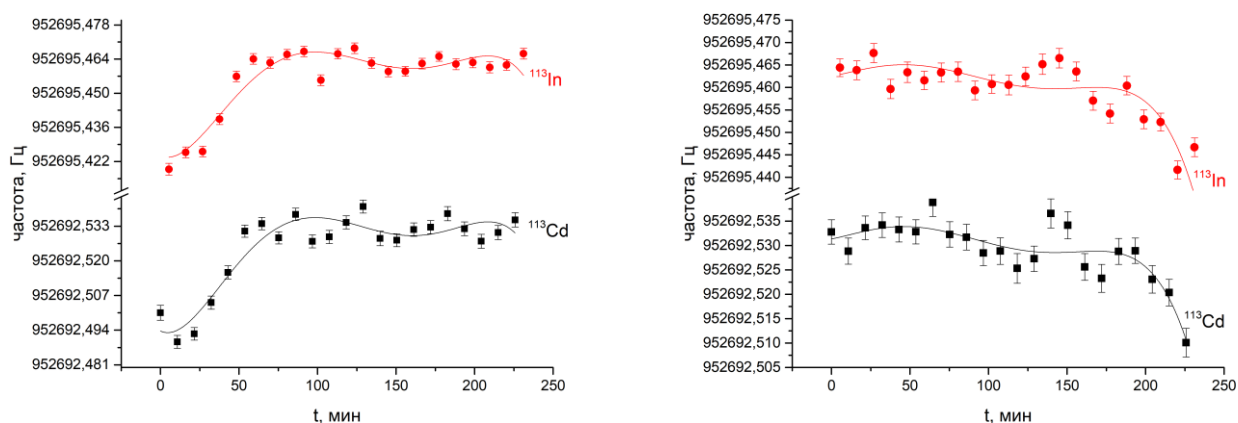


Рисунок 17 – рассматриваются 7 и 8 серии измерений частоты для пары нуклидов  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$ . На графиках представлено изменение частоты движения ионов во времени.

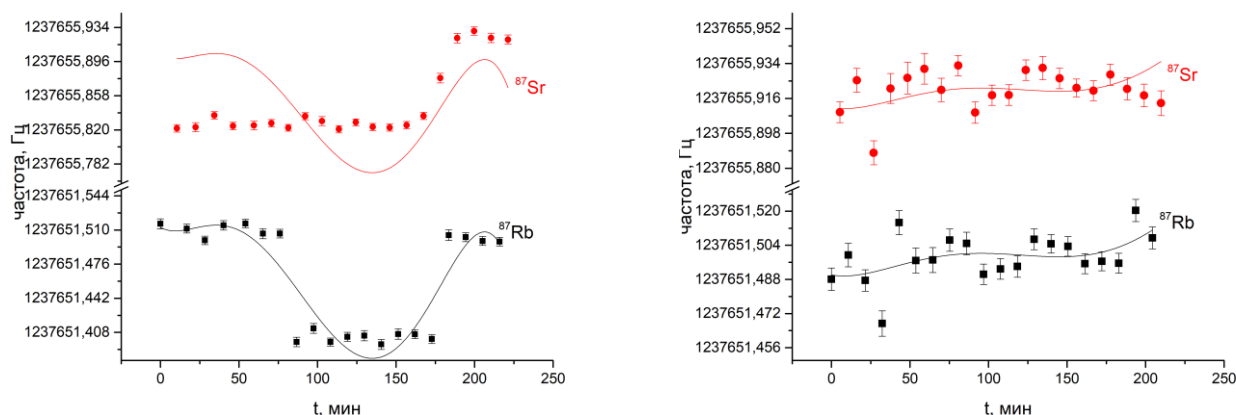


Рисунок 18 – рассматриваются 1 и 2 серии измерений частоты для пары нуклидов  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ . На графиках представлено изменение частоты движения ионов во времени.

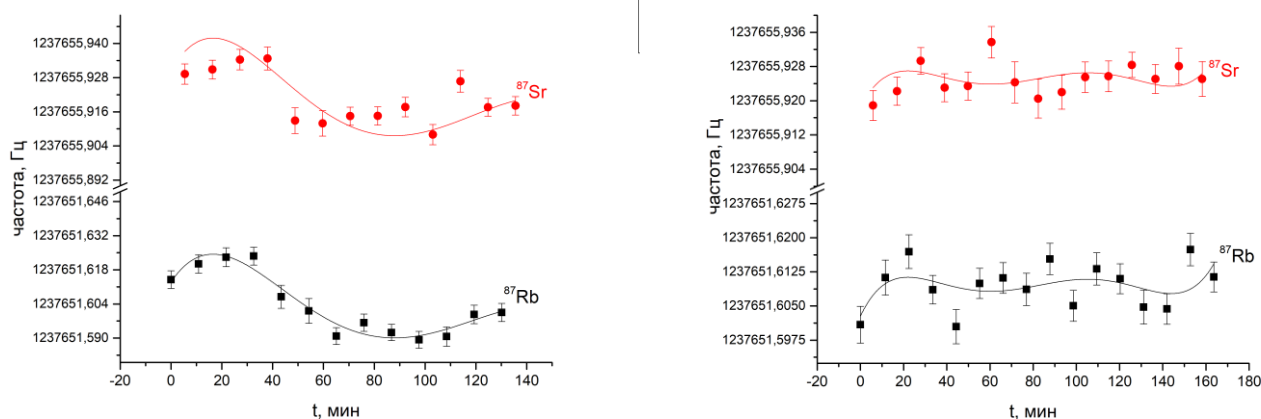


Рисунок 19 – рассматриваются 8 и 10 серии измерений частоты для пары нуклидов  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ . На графиках представлено изменение частоты движения ионов во времени.

Рисунки были выбраны случайным образом, и в целом отражают общую картину того, как выглядит изменение частоты движения иона с течением времени.

Можно отметить, что на рисунке 18, слева представлен график построенный по данным, полученных в первой серии измерения. Там явно видно разногласия тенденций изменения частот под действием флуктуаций магнитного поля для материнского и дочернего ядер. По этой причине было принято решение помимо статистической погрешности учитывать так же и погрешность разброса. В таком случае для пары нуклидов  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$  было получено среднее значение  $R = 1.000004865557 \pm 2.97 \cdot 10^{-7}$  и для значения  $Q = 393.8919106 \pm 24.0$  кэВ.

Однако, даже столь большая погрешность не согласуется с результатом, к которым мы пришли в работе с другим методом.

В ходе анализа полученных результатов не было обнаружено каких-то нарушений, которые могли привести к столь выделяющемуся результату.

Однако, обсуждая полученные результаты, не маловажно отметить, что в дни проведения эксперимента с этой парой нуклидов магнитное поле (а значит и другие параметры, такие как давление внутри камеры или температура) было более нестабильным, чем во время измерений для  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$ . Пример флуктуаций этих параметров и частот смотреть на

рисунке 20. Возможно, именно эти эффекты в конечном итоге оказали такое влияние на конечный результат.

Это, однако, не объясняет того факта, что при обработки результатов методом соотношений эти эффекты словно не оказывают никакого влияния. Возможно, это можно объяснить тем, что в методе соотношений параметр R ищется как отношение частот движения материнского нуклида к соседним частотам движения дочернего ядра, в то время как в полиномиальном методе ищется отношение сразу всех частот друг к другу. И, т. к. временной коридор измерений изначально был выбран таким образом, чтобы минимизировать флуктуации магнитного поля в этот отрезок времени (то есть для двух соседних точек флуктуации магнитного поля, чаще всего, минимальны), есть вероятность, что эти эффекты скрадываются при обработке результатов методом соотношений.

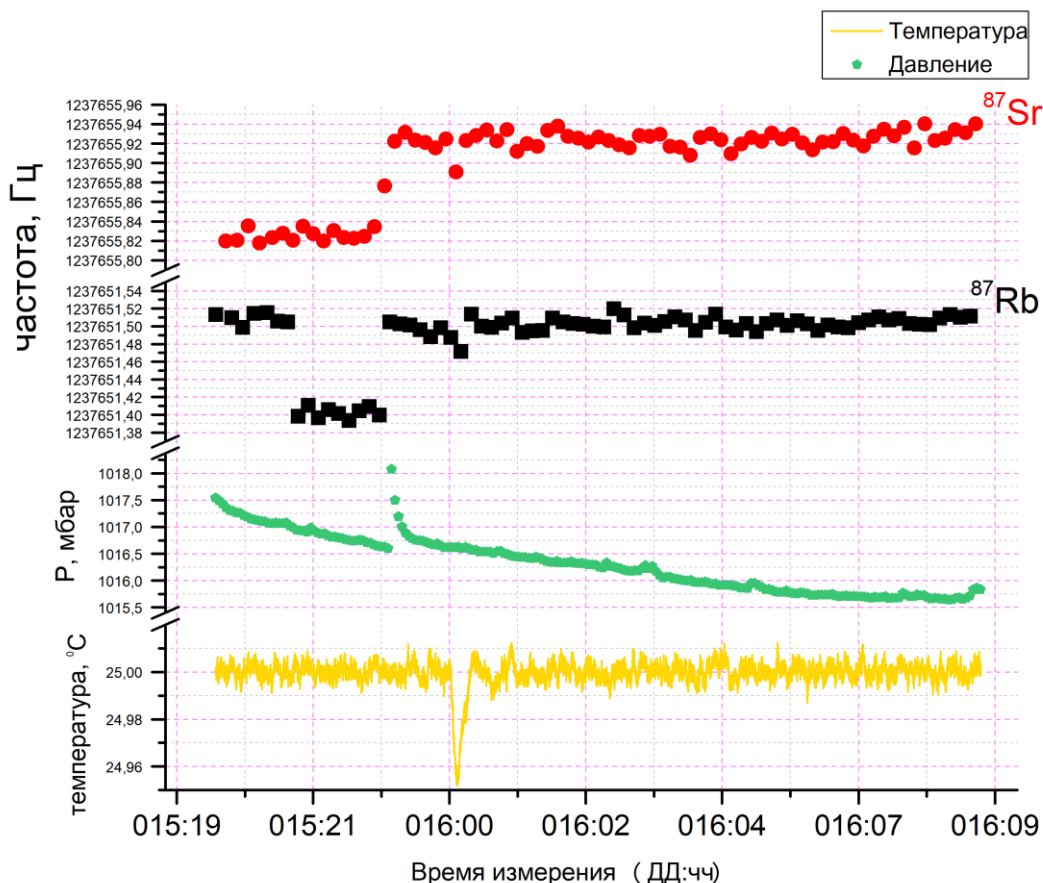


Рисунок 20 – на графике отображено изменение частот движение ионов  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Sr}$  и флуктуации давления и температуры.

Q – значения, полученные двумя разными способами для пары нуклидов  $^{113}\text{Cd}$ – $^{113}\text{In}$ , совпали в пределах погрешности, однако, Q – значения, полученные методом соотношений и полиномиальным методом для пары нуклидов  $^{87}\text{Rb}$  –  $^{87}\text{Sr}$  не совпали в пределах погрешности и результат, полученный в ходе обработки полиномиальным методом существенно отличается от того значения, которое представлено в литературе.

Таблица 4 – Сравнение полученных результатов с результатами, представленными в литературе.

Пара нуклидов	Q(кэВ) измеренное в ловушке	Q (кэВ) АМЕ 2012 [21]	Q (кэВ) АМЕ 2016 [22]
$^{113}\text{Cd}-^{113}\text{In}$	<b><math>323.0476014 \pm 0.09485687</math></b>	$323.50 \pm 0.98$	$323.84 \pm 0.31$
$^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$	<b><math>283.4878585 \pm 0.205462853</math></b>	$282.21 \pm 1.1$	$282.275 \pm 0.008$

В таблице 4 представлены результаты, которые мы получили при обработке методом соотношений, т.к. этот метод давал нам меньшую погрешность.

## Заключение

В ходе настоящей работы было рассмотрено влияние низкоэнергетичных возбужденных ядерных уровней на различные астрофизические процессы. Было наглядно продемонстрировано, каким способом эти поправки могут быть учтены и как могут расширить наши знания о некоторых процессах, происходящих во вселенной.

Были рассмотрены схемы распадов нуклидов, которые появились в ходе различных астрофизических процессов и приведены оценки того, какие из возбужденных состояний наиболее сильно будут влиять (и будут ли вообще) на эффективный период жизни нуклида и как сильно они отличаются от периодов полураспада, определенных в земных условиях.

Так, например, для  $^{87}\text{Rb}$  не выявлено разительных отличий от периода полураспада наблюдаемого в земных условиях, однако, для  $^{113}\text{Cd}$  были обнаружены изменения эффективного периода на величины, вплоть до  $10^{11}$ .

В ходе работы был проведен эксперимент по определению разностей масс двух пар нуклидов  $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$  и  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ . Использование в работе ионных ловушек Пеннинга обеспечило высокую надежность и точность проводимых исследований. Такие измерения следует считать необходимыми в связи с малыми величинами энергий переходов, неточные знания которых могло бы повлиять на энергетический баланс и определение эффективного периода полураспада нуклидов в космосе.

Так же результатом проведенных исследований следует считать обработку полученных экспериментальных данных. Для обработки полученного материала были применены два различных метода и проведен анализ их пригодности и применимости для различных случаев, отмечены преимущества и недостатки каждого из них.

В заключение, хочется отметить, что на момент, когда было спланировано и решено провести эксперимент по определению разности масс пар нуклидов  $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$  в литературе был представлен результат, который соответствует значению в справочнике [21]. Перед нами стояла цель повысить точность этого значения, и, как видно из Таблицы 4, эта цель была нами достигнута. Однако, в то время, когда наша работа уже велась, было опубликовано другое значение для этих нуклидов [22]. И превзойти точность этого эксперимента не оказалось возможным из-за недостаточно набранной статистики.



## Положения, выносимые на защиту

- 1 Подбор и анализ свойств долгоживущих нуклидов, могущих представить интерес для астрофизических процессов, происходящих в звёздах: выбор пар  $^{87}\text{Rb}$  -  $^{87}\text{Sr}$ ,  $^{113}\text{Cd}$  -  $^{113}\text{In}$ .
- 2 Измерения разностей масс этих пар с использованием модернизированной установке SHIPTRAP- Пеннинг ловушки в ГСИ (Дармштадт).
- 3 Разработка методов обработки и анализа полученных данных с использованием так называемых полиномиального и метода соотношения.
- 4 Определение разности масс пар нуклидов  $^{87}\text{Rb}$  –  $^{87}\text{Sr}$  на установке SHIPTRAP, оказавшееся равным значению  $Q = 283.488 \pm 0.205$  кэВ.
- 5 Результатом эксперимента по определению разности масс пар нуклидов  $^{113}\text{Cd}$  –  $^{113}\text{In}$  на установке SHIPTRAP следует считать значение  $Q = 323.05 \pm 0.09$  кэВ, что превышает точность данных, представленных в литературе [22] на один порядок величины.
- 6 Анализ влияния низковозбуждённых состояний нуклидов, заселяемых в высокотемпературных условиях, на открытие новых каналов распада и изменение эффективного периода полураспада нуклида в звёздных условиях.
- 7 Вывод о небольшом изменении звёздного периода полураспада  $^{87}\text{Rb}$  и кардинальном изменении этой величины (на одиннадцать порядков) у  $^{113}\text{Cd}$ .

Автор высказывает благодарность научному руководителю Новикову Ю. Н., за содействие в работе, поддержку и терпение. Также хотелось бы выразить благодарность Михаэлю Блоку (руководитель установки SHIPTRAP), Мартину Айнбаху и всей группе, работающей на ней за поддержку и содействие в проведении данной работы. Филянин П. Е. сделал неоценимый вклад в развитие данной работы. Так же хотелось бы выразить признательность Гусеву Ю. И. за помощь в период обработки результатов.

## Литература

1. E. M. Burbidge, G. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle. "Synthesis of the elements in stars" // Rev. Mod. Phys. 1957. Vol. 29, iss. 4. P. 547
2. В. П. Чечев, Я. М. Крамаровский. «Теория ядерного синтеза в звездах: процесс медленного нейтронного захвата» // Успехи физических наук. 1981. Т. 134. С. 431-467.
3. R. Reifarh, C. Lederer, F. Kappeler. «Neutron reactions in astrophysics» // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 053101. Topical review.
4. J. Audouze, J. W. Truran. «p-process nucleosynthesis in postshock supernova envelope environments» // The astrophysical journal. 202. 1975. P. 204-213.
5. Н.С. Мартынова, С.А. Елисеев, Ю.Н. Новиков, П.Е. Филянин. "Низкоэнергетичная ядерная изомерия" // Вестник СПбГУ. Физика и химия. 2017. Т. 4 (62). Вып. 3. С. 4–15.
6. N. A. Bahcall, W. A. Fowler. «The effect of excited nuclear states on stellar reaction rates» // The astrophysical journal. Vol. 57. 1969. P. 645-657.
7. R. A. Ward, W. A. Fowler. "Thermalization of long-lived nuclear isomeric states under stellar conditions" // The Astrophysical journal. 238. 1980. P. 266-286.
8. P. Filianin, K. Blaum, M. Block, S. Eliseev, F. Giaccopo, M. Goncharov, F. Lautenschlaeger, Yu. Novikov, S. Schmidt, K. Takahashi. «The decay energy of the pure s-process nuclide  $^{123}\text{Te}$ » // Phys. Letters. B. Vol. 758. 2016. P. 407-411.
9. K. Takahashi, K. Blaum, Yu. Novikov. "Synthesis of the s-only  $^{122}, ^{123}, ^{124}\text{Te}$  isotopes and the selective depletion of  $^{123}\text{Te}$  by electron capture process in massive stars" // The astrophysical journal. Vol. 819:118. N. 2. 2016.
10. F.P. Larkins. «Semiempirical Auger-electron energies for elements  $10 \leq Z \leq 100$ » // Atom. Data and Nucl. Data Tables. Vol. 20. Iss. 4. 1977. P. 311-387.
11. Planck Collaboration: Ade P.A.R. et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters // Astronomy & Astrophysics. 2014. Vol. 571. P. 66.
12. Donald D. Clayton. "Cosmochronology of Nucleosynthesis" // Astrophysical journal. Vol. 139. 1964. P. 637.
13. T. D. Johnson, W. D. Kulp. "Nuclear data sheets for  $A = 87$ " // Nuclear data sheets. 129. 2015. P. 1-190.
14. A. H. Wapstra, G. J. Nijgh, R. Van Lieshout. "Nuclear spectroscopy tables" // Атомиздат. 1960. P. 77 - 79.
15. J. Blachot. "Nuclear data sheets for  $A = 113$ " // Nuclear data sheets. 111. 2010. P. 1471-1618.
16. K. Blaum, Yu. N. Novikov and G. Werth. «Penning traps as a versatile tool for precise measurements in fundamental physics» // Contemporary Physics (London). 51. 2010. P. 149-175.
17. L. Brown and G. Gabrielse. «Geonium theory» // Rev. Mod. Phys. 58. 1986. P. 233-311.
18. С. В. Ченмарев. «Прецизионные измерения масс нуклидов в ионной ловушке с помощью метода фазового отображения» // СПбГУ. 2015. С. 56.
19. S. Eliseev, K. Blaum, M. Block, C. Droese, M. Goncharov, E. Minaya Ramirez, D. A. Nesterenko, Yu. Novikov, L. Schweikhard. «Phase-imaging ion-cyclotron-resonance measurements for short-lived nuclides» // Phys. Rev. Lett. 110. 2013. 082501.
20. S. Eliseev, K. Blaum, M. Block, A. Dorr, C. Droese, T. Eronen, M. Goncharov, M. Hocker, J. Ketter, E. Minaya Ramirez, D. A. Nesterenko, Yu. Novikov, L. Schweikhard. «A phase-imaging technique for cyclotron-frequency measurements» // Appl. Phys. B. 114. 2014. P. 107-128

21. G. Audi, F. G. Kondev, M. Wang, B. Pfeiffer, X. Sun, J. Blachot, M. MacCormick. «The Nubase 2016 evaluation of nuclear properties»// Chinese Physics C. Vol. 36. N. 12. 2012. P. 1203, 1215.
22. G. Audi, F. G. Kondev, M. Wang, W. J. Huang, S. Naimi «The Nubase 2016 evaluation of nuclear properties»// Chinese Physics C. Vol. 41. N. 3. 2017. P. 48, 61.